



Jonctions SIS en Nb/Al₂O₃/Nb pour des récepteurs en radioastronomie millimétrique et submillimétrique

Philippe Feautrier

► To cite this version:

Philippe Feautrier. Jonctions SIS en Nb/Al₂O₃/Nb pour des récepteurs en radioastronomie millimétrique et submillimétrique. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1992. Français. NNT : . tel-00725267

HAL Id: tel-00725267

<https://theses.hal.science/tel-00725267>

Submitted on 24 Aug 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Thèse présentée par :

Philippe FEAUTRIER

Pour obtenir le titre de Docteur
de l'Université Joseph FOURIER-GRENOBLE 1

(arrêtés ministériels du 5 Juillet 1984 et du 23 Novembre 1988)

Spécialité : Microélectronique

Titre : Jonctions SIS en Nb/Al₂O₃/Nb pour des récepteurs en
radioastronomie millimétrique et submillimétrique.

Date de soutenance : le 29 Juin 1992

Composition du jury :

Pierre ENCRENAZ
Bernard LAZAREFF
Jean-Claude VILLEGIER

Président
Rapporteurs

Gérard BEAUDIN
Nicole BONTEMPS
Alain CASTETS
Karl-Heinz GUNDLACH
Alain OMONT

Examineurs

Thèse préparée au sein du laboratoire de Radioastronomie Millimétrique de l'Ecole
Normale Supérieure (Université de Paris).

Thèse présentée par :

Philippe FEAUTRIER

Pour obtenir le titre de Docteur
de l'Université Joseph FOURIER-GRENOBLE 1

(arrêtés ministériels du 5 Juillet 1984 et du 23 Novembre 1988)

Spécialité : Microélectronique

Titre : Jonctions SIS en Nb/Al₂O₃/Nb pour des récepteurs en
radioastronomie millimétrique et submillimétrique.

Date de soutenance : le 29 Juin 1992

Composition du jury :

Pierre ENCRENAZ
Bernard LAZAREFF
Jean-Claude VILLEGIER

Président
Rapporteurs

Gérard BEAUDIN
Nicole BONTEMPS
Alain CASTETS
Karl-Heinz GUNDLACH
Alain OMONT

Examineurs

Thèse préparée au sein du laboratoire de Radioastronomie Millimétrique de l'Ecole
Normale Supérieure (Université de Paris).

Remerciements

Tout d'abord, ma gratitude va à Pierre Encrenaz et Karl-Heinz Gundlach pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire respectif et m'avoir donné les moyens de préparer cette thèse dans d'excellentes conditions. Je remercie vivement Alain Omont qui a accepté la direction de cette thèse.

Je suis très reconnaissant à Bernard Lazareff et Jean-Claude Villégier d'avoir jugé mon travail et accepté d'être rapporteurs, ainsi qu'à Gérard Beaudin, Alain Castets et Nicole Bontemps pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je remercie particulièrement Michèle Hanus qui a participé activement aux études figurant dans cette thèse ainsi qu'à la rédaction et la relecture de ce mémoire. Je remercie également Jean-Claude Pernot et Maurice Gueudin pour toutes les discussions très enrichissantes que nous avons pu avoir.

Mes remerciements vont encore à Pascal Febvre qui est le concepteur du mélangeur à 380 GHz et avec qui il fut particulièrement agréable de travailler, ainsi qu'à Jacques Blondel pour les mesures très minutieuses à 100 GHz.

Je tiens à souligner la collaboration précieuse avec l'équipe de Michel Devoret (Cristian Urbina, Daniel Estève, Emmanuel Turlot, Pierre-François Orfila) qui m'a permis de commencer ce travail dans de bonnes conditions.

Toute ma reconnaissance à M.Bois pour son remarquable travail d'aménagement de la salle blanche.

Mes remerciements à H.Kohlstedt, R.Blundell, E.Tong, R.Chicault, R.Maoli et B.Léridon pour leurs conseils très utiles.

Je remercie chaleureusement M.F.Ducos, A.Gassais et F.Gadéa qui se sont chargés de la gestion des crédits du laboratoire ainsi que l'ensemble du personnel du DEMIRM, de l'ENS et de l'Observatoire de Paris (LARCA) avec qui j'ai eu le plaisir de travailler.

Je terminerai en adressant mes remerciements à Isabelle Gazan qui a assuré le tirage de cette thèse.

Résumé

Pour préparer les futures missions sur satellites en radioastronomie, le CNES est responsable d'un projet de ballon stratosphérique appelé PRONAOS-SMH pour lequel notre laboratoire doit construire le récepteur à 380 GHz. Ce projet est décrit dans l'introduction.

Dans le premier chapitre, j'expose les bases de la supraconductivité, de l'effet Josephson et du fonctionnement du mélangeur SIS. Le chapitre II développe la technologie utilisée pour la fabrication des jonctions SIS : les principes de l'évaporation, de la pulvérisation, de la gravure et de la photolithographie y sont expliqués.

Le troisième chapitre est plus particulièrement consacré à la description et à l'optimisation du procédé de fabrication des jonctions en Nb/Al-AlO_x/Nb. Des jonctions fiables de petite dimension (1 micron carré) et de forte densité de courant sont obtenues. Les études nécessaires pour parvenir à ce résultat sont détaillées.

L'intégration de ces jonctions dans des récepteurs millimétriques et submillimétriques est décrite dans le chapitre IV. Les premiers résultats obtenus dans le récepteur à 380 GHz sont prometteurs : une température de bruit de 310 K DSB pour le récepteur dans son ensemble a été mesurée à 374 GHz.

Abstract

To prepare radioastronomical missions on satellites, a balloon-borne experiment called PRONAOS-SMH is being developed under the responsibility of the Centre National d'Etudes Spatiales. The 380 GHz SIS receiver is entirely prepared in our laboratory. The description of this project is made in the introduction.

The first part explains the bases of the superconductivity, the Josephson effect and the SIS mixers. These concepts are very useful to understand how the whole SIS receiver works. Then, the machines used for the junctions fabrications are described in a second part: the basic principles of evaporation, sputtering, etching and optical lithography are explained.

A process of trilayer deposition to obtain small Nb/Al-AlO_x/Nb SIS junctions (1 micron square) with excellent I/V characteristics, good reliability and high current densities is explained in the third part. To optimize this process, it has been useful to develop several studies which are exposed here.

The integration of these junctions in millimeter and submillimeter receivers is described in the part IV. The first results obtained with the 380 GHz receiver are promising : DSB receiver noise is 310K at 374GHz.

Sommaire

Introduction	9
I Généralités	12
II Le projet PRONAOS	14
II-1 Présentation générale	14
II-2 Intérêt scientifique	16
II-3 Spécifications expérimentales	17
II-3-1 Fréquences d'observation	17
II-3-2 Choix des fréquences de l'Oscillateur Local (OL).	17
II-3-3 Sensibilité de l'instrument	18
II-4 Architecture générale de SMH	19
II-4-1 Concept de l'instrument	19
II-4-1-1 Tête HF submillimétrique	20
II-4-1-2 Autres éléments de SMH	21
II-4-2 Synoptique du récepteur embarqué	22
II-4-3 Vue d'artiste de la mission PRONAOS	23
 Chapitre I : Eléments théoriques sur la supraconductivité, l'effet Josephson, et les mélangeurs SIS.	 27
I La supraconductivité	29
I-1 Etude expérimentale	29
I-2 Champ critique-aimantation	31
I-3 Théories phénoménologiques	34
I-3-1 Modèle à deux fluides de Gorter et Casimir (1934)	34
I-3-2 Equations de London (1935)	34
I-3-3 Théorie phénoménologique de Ginsburg et Landau (1950)	37
I-4 Théories microscopiques	37
I-4-1 Rappel historique des différentes théories	37
I-4-2 La théorie BCS	38
II Effet tunnel et effet Josephson dans une jonction SIS.	41
II-1 Couplage faible de deux supraconducteurs	41
II-2 Courant de quasiparticules	42
II-3 L'effet Josephson	51

II-3-1 Courant de paires (ou courant Josephson)	51
II-3-2 Variation du courant Josephson J_1 avec le champ magnétique	55
III Le mélangeur SIS	56
III-1 Caractéristique I-V d'une jonction en présence d'un oscillateur local (Effet tunnel photoassisté)	57
III-2 Vision intuitive du mélange hétérodyne	59
III-3 Théorie simplifiée du mélange quantique	60
III-3-1 Hypothèses	60
III-3-2 Quelques résultats physiques de ce modèle	62
III-4 Les limitations du mélangeur SIS	67
III-4-1 Limite en bruit	68
III-4-2 Paramètres optimum et limite en fréquence	68
III-4-3 Saturation du mélangeur	69
 Chapitre II : Description de l'instrumentation utilisée	 71
I Appareils de dépôt sous vide	73
I-1 L'évaporation sous vide	74
I-1-1 Principe	74
I-1-2 Mécanisme physique	74
I-1-3 Utilisation dans le processus de fabrication des jonctions SIS	77
I-2 La pulvérisation cathodique	77
I-2-1 Principe	77
I-2-2 Pulvérisation de type diode DC	79
I-2-3 Pulvérisation radiofréquence (RF)	80
I-2-4 Pulvérisation DC ou RF magnétron	82
I-2-5 Application dans le processus de fabrication des jonctions SIS	84
II Les techniques de gravure sous vide	84
II-1 Généralités	84
II-2 La gravure ionique réactive (RIE)	85
II-2-1 Principe électrique	85
II-2-2 Chimie de la gravure ionique réactive	88
II-2-3 Effet des paramètres de gravure	88
a) Le débit des gaz	89
b) la puissance	89
c) la pression	90
d) la température	91
e) gaz additifs	91

II-3 Application dans le procédé de fabrication	92
III Les procédés d'insolation	94
III-1 Les résines photosensibles	95
III-2 Limitations de cette technique	95
III-3 Résultats obtenus avec différentes résines et gravure associée.	96
III-4 Mise au point pratique du processus de définition des résines photosensibles	101

Chapitre III : Processus de fabrication des jonctions SIS

I Généralités	111
II Description du procédé de fabrication	111
III Choix et installation de l'équipement pour la fabrication de jonctions SIS en Nb	161
III-1 Aligneur de masques	161
III-2 Machine de pulvérisation	162
III-3 Machine de gravure	164
III-4 L'évaporateur de SiO	165
III-5 Scie pour découpe des substrats	167
IV Etudes effectuées et points clés de cette technologie de fabrication	168
IV-1 Etudes spécifiques aux appareils de dépôt décrits ci-dessus	168
IV-2 Etudes concernant le dépôt du tricouche Nb/Al-AlO _x /Nb	168
IV-2-1 Les contraintes dans le film de Niobium	168
IV-2-2 Problèmes de contact thermique entre le substrat et son support	172
IV-2-3 Spectroscopie par anodisation	173
IV-3 Etude de la passivation des jonctions	175
IV-4 Points clés et difficultés de ce processus de fabrication	177

Chapitre IV :

Intégration des jonctions SIS dans des récepteurs à 100 et 380 GHz	183
I Généralités	185
II Intégration à 100 GHz (récepteurs IRAM)	185
III Intégration à 380 GHz (récepteur PRONAOS-SMH).	199

Conclusion	253
-------------------	------------

Introduction

Liste des abréviations utilisées

CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
CESR	Centre d'Etudes Spatiales du Rayonnement
DEMIRM	Département d'Etudes du Milieu Interstellaire par la Radioastronomie Millimétrique
DERAD	Département de Radioastronomie Décimétrique
DESPA	Département Spatial
DSB	Double Side Band
ENS	Ecole Normale Supérieure
ESTEC	European Space Technology Center
FIRST	Far Infrared Space Telescope
GHz	Gigahertz
IRAM	Institut de Radio Astronomie Millimétrique
JPL	Jet Propulsion Laboratory
KAO	Kuiper Airborne Observatory
PRONAOS	PROgramme National d'AstrOnomie Submillimétrique
SERT	Service d'Etudes et Réalisations Techniques
SIS	Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur
SMH	SpectroMètre Hétérodyne
SMIM	SubMillimeter Intermediate Mission
SSB	Single Side Band
SWAS	Submillimeter Water Astronomical Satellite
THz	Terahertz
UCSB	University of California at Santa Barbara

Introduction

Notre laboratoire travaille essentiellement dans le domaine de la radioastronomie millimétrique et submillimétrique. Depuis quelques années, il est impliqué dans le projet submillimétrique (PRONAOS-SMH) pour lequel un récepteur de type SIS a été retenu. On trouvera ici une présentation de ce projet suivie du travail dont j'avais plus particulièrement la charge pour cette thèse.

I Généralités

Le domaine de la radioastronomie millimétrique a pris son essor en 1968 avec la découverte des molécules de l'ammoniaque et de la vapeur d'eau [1] et l'utilisation de systèmes de blocage de phase des oscillateurs locaux permettant l'observation de molécules interstellaires par leur spectre de rotation. Des récepteurs millimétriques non verrouillés en phase étaient utilisés pour des observations en continuum des planètes et du soleil [2]. Ces progrès ont permis une meilleure compréhension de l'étude des corps froids de l'univers, la découverte de nuages moléculaires géants et le développement de la chimie interstellaire. Les techniques de la radioastronomie millimétrique ont permis des avancées substantielles dans le domaine de la physique moléculaire, l'étude de l'atmosphère des planètes, la formation des étoiles, ainsi que la structure et l'évolution des galaxies.

La radioastronomie millimétrique, de 30 à 300 GHz, permet d'observer des corps froids ($h\nu/k=5$ K à 100 GHz). Le domaine submillimétrique (de 300 GHz à 1 THz pour les récepteurs de type hétérodyne et même au-delà pour les récepteurs incohérents) commence à être étudié et concerne des objets plus chauds. Au delà de 1 THz commence le domaine de l'infrarouge lointain. Autour de 1 THz, nous sommes à la frontière entre les deux domaines et il y a complémentarité entre les deux types de récepteurs utilisés habituellement, à savoir les récepteurs hétérodynes (cohérents) et les bolomètres refroidis (incohérents).

Ainsi, le domaine millimétrique est en pleine expansion depuis le début des années 1970. Un certain nombre de récepteurs fonctionnant au sol vers 100 et 230 GHz ont été construits et leur sensibilité s'est fortement accrue. Les récepteurs à large bande les plus sensibles dans ce domaine de longueur d'onde utilisent tous des mélangeurs hétérodynes à jonctions supraconductrices dites "jonctions SIS". Nous avons la chance d'avoir pu développer ce domaine en France. En effet, l'interféromètre du plateau de Bures, situé dans les Alpes à 2500m d'altitude sur un des meilleurs sites de haute montagne, est en cours de réalisation. Sa grande sensibilité est obtenue par la qualité des récepteurs (à 100, 230 et 345 GHz) alliée à une grande surface d'antenne. Un pouvoir de résolution exceptionnel est atteint grâce à la très grande base de l'interféromètre par rapport aux longueurs d'ondes détectées dans le domaine millimétrique. Les récepteurs millimétriques sont maintenant tout à fait opérationnels sur antenne. L'un des enjeux de la recherche dans ce domaine est l'étude de récepteurs submillimétriques très performants. Les résultats entre 300 et 500 GHz obtenus par les récepteurs SIS sont excellents et ceux-ci commencent à être montés sur radiotélescope. Malheureusement, la transparence de l'atmosphère en ondes submillimétriques ne laisse que peu de fenêtres accessibles du sol. Pratiquement, seules les fréquences proches de 345 et 460 GHz sont observables depuis le sol, et cela à partir de sites très élevés tels que le site de Mauna Kea (Hawaï) et celui de Pico Veleta (Espagne, IRAM), ou encore en Antarctique. En dehors de ce créneau, il faut monter en altitude pour s'affranchir de l'absorption atmosphérique due principalement à la vapeur d'eau. Les différentes solutions sont alors:

- le vol avion tel que le KAO qui peut aller jusqu'à 14 km d'altitude.
- le ballon qui peut monter jusqu'à environ 40 km, comme par exemple le projet PRONAOS-SMH. Le récepteur SMH est utilisé pour détecter O₂ (raie à 368 GHz) et H₂O (raie à 380 GHz). Les concurrents directs de SMH sont: UCSB/JPL (Pasadena,US), ESTEC/Suède et Tokyo Observatory (Japon). La dimension des télescopes ne dépasse pas un mètre, mais des récepteurs très sensibles sont en cours d'intégration à 118 GHz et en construction à 557 GHz. Ces vols sont programmés pour 1993.
- le satellite : le projet européen dans ce domaine s'appelle FIRST. Il sera lancé au début du prochain millénaire et disposera de plusieurs récepteurs SIS pouvant aller jusqu'au THz. A plus courte

échéance, le satellite SWAS équipé de mélangeurs Schottky subharmoniques doit voler en 1995 et observer diverses transitions de H_2O (557 GHz), H_2^{18}O (547 GHz), ^{13}CO (548 GHz), CI (492 GHz), ainsi qu'une raie de O_2 à 482 GHz. Nous allons maintenant décrire le projet PRONAOS-SMH dans lequel le laboratoire s'est beaucoup investi et qui a été la motivation essentielle de mon travail.

II Le projet PRONAOS-SMH

II-1 Présentation générale

PRONAOS est un projet scientifique en maîtrise d'oeuvre CNES visant à effectuer des observations dans le domaine de longueurs d'onde submillimétriques à l'aide d'une instrumentation embarquée sur une nacelle de ballon stratosphérique [3]. Son développement prévoit la fabrication complète d'une nacelle, d'un télescope de 2 mètres de diamètre et d'un instrument placé à son foyer ainsi que d'une station sol. L'ensemble sous ballon représente une masse d'environ 2,8 tonnes. L'intérêt de ce programme est justifié par le fait que le domaine submillimétrique du spectre électromagnétique reste l'un des derniers secteurs encore peu exploré au niveau des observations astronomiques. Seules des observations parcellaires et préliminaires ont été faites, et ce, pour deux raisons :

- l'atmosphère terrestre constitue un écran extrêmement limitatif: pour des longueurs d'onde allant d'une centaine de micromètres à environ 1 millimètre, l'atmosphère présente une transmission généralement inférieure à 1% excepté dans quelques fenêtres atmosphériques (cf. Figure 1). Cependant, pour ces fenêtres, les fluctuations de l'émission atmosphérique limitent considérablement la sensibilité des mesures astronomiques.
- les valeurs extrêmement faibles des flux à mesurer (inférieures ou de l'ordre de $10^{-15} \text{ W/m}^2/\text{Hz/Sd}$) imposent de pouvoir disposer de technologies très performantes.

PRONAOS permet de trouver une solution à ces deux problèmes :

- l'altitude à laquelle les vols stratosphériques s'effectuent (environ 38 km soit 4 mbar de pression résiduelle) permet d'échapper en grande partie à l'influence de l'atmosphère. A cette altitude, la transmission est supérieure à 60% dans les fenêtres de transmission atmosphérique (cf. figure 1).
- le développement technologique, soutenu par le programme Recherche et Technologie du CNES concerne principalement la réalisation d'un télescope allégé de grande surface et le développement de récepteurs de très grande sensibilité.

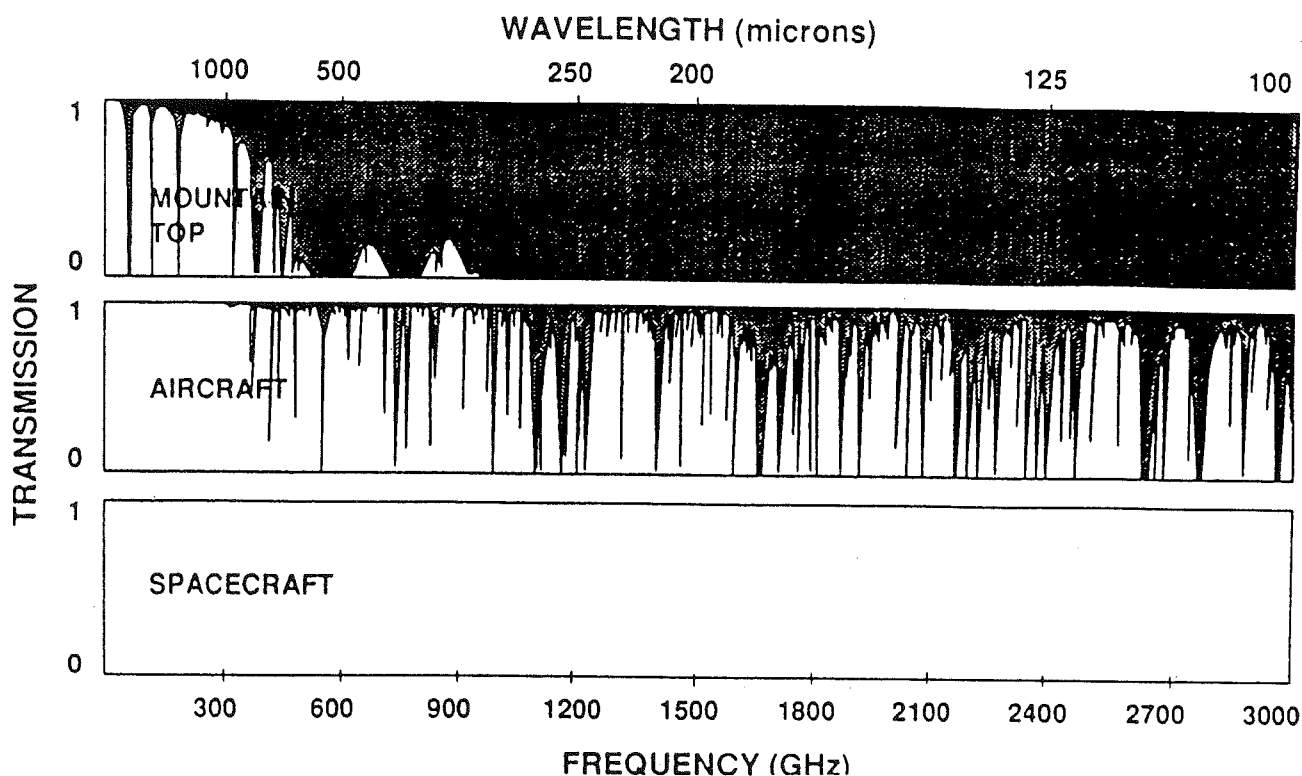


Figure 1 : Transmission atmosphérique à diverses altitudes.

Dès lors, l'objectif du programme est double :

- d'une part, effectuer les premières mesures précises dans le domaine submillimétrique.
- d'autre part, préparer les missions satellites futures (programme FIRST de l'Agence, SMIM avec la NASA) à la fois sur le plan scientifique, technologique et industriel.

L'organisation générale du projet est la suivante :

La maîtrise d'oeuvre de l'instrument SMH est confiée au laboratoire de Radioastronomie Millimétrique (DEMIRM) de l'Observatoire de Meudon sous les responsabilités de P.Encrenaz (responsable scientifique), G.Beaudin (chef de projet) et M.Gheudin (responsable système). Toutefois, des sous-ensembles ont été étudiés et seront réalisés en collaboration avec d'autres groupes, tant à Bordeaux (Observatoire) qu'à Toulouse (CESR), Paris (ENS) et Meudon (SERT, DERAD, DESPA).

II-2 Intérêt scientifique du domaine submillimétrique.

C'est dans le domaine submillimétrique que se produit l'émission thermique de l'essentiel des poussières du milieu interstellaire, tant dans notre galaxie que dans les autres galaxies. L'observation systématique de la Voie Lactée dans ce domaine spectral permettra d'améliorer nos connaissances sur la distribution spatiale des poussières et des molécules associées dans notre galaxie.

Le domaine submillimétrique est, par ailleurs, le lieu de l'émission de nombreuses raies produites par des transitions de rotation des molécules les plus abondantes du milieu interstellaire. On peut ajouter aussi l'existence de nombreuses raies, d'ions et d'atomes. La connaissance de l'intensité dans ces raies est capitale pour progresser dans de nombreux domaines comme, par exemple, celui de la détermination des abondances chimiques des éléments ou de l'évaluation des transferts d'énergie dans le milieu interstellaire.

Enfin, la mesure précise du spectre du rayonnement fossile associé au corps noir cosmologique est susceptible d'apporter des informations capitales sur les amas de galaxies et sur les grandeurs physiques fondamentales décrivant l'univers.

II-3 Spécifications expérimentales

II-3-1 Fréquences d'observation

L'objectif principal de PRONAOS-SMH est d'observer les raies de l'oxygène et de la vapeur d'eau afin de préciser leur localisation et leur abondance. Pour l'oxygène, cette molécule n'a pas encore été détectée depuis le sol. Des modèles théoriques donnent un rapport d'abondance entre les molécules de CO et d'O₂ : $[CO]/[O_2] = 10$. La mission devrait conclure à la justesse ou non de ces prédictions théoriques.

La détection de ces molécules dans les nuages interstellaires nécessite l'emploi d'un instrument permettant de recevoir simultanément les fréquences suivantes :

380,197 GHz pour la raie de H₂O

368,499 GHz pour la raie de O₂.

Toutefois, ces fréquences sont sujettes à variations à cause de l'Effet Doppler (environ 1 MHz par 0,8 km/s). Les écarts peuvent alors être élevés car les vitesses peuvent atteindre ± 120 km/s. Il y a lieu, d'autre part, de s'affranchir au mieux des raies atmosphériques résiduelles. A partir des caractéristiques des spectromètres, ces spécifications interviennent sur le choix de l'oscillateur local.

II-3-2 Choix des fréquences de l'oscillateur local (OL).

Les deux fréquences d'OL permettront de couvrir l'ensemble des besoins astrophysiques pour PRONAOS en tenant compte des contraintes suivantes :

- La chaîne FI (Fréquence Intermédiaire, voir II-4-1) et le spectromètre couvrent environ 700 à 800 MHz de bande utile.
- Deux raies doivent être observées (H₂O et O₂) simultanément sans se recouvrir (limite de 80 MHz).
- Les besoins astrophysiques concernent des vitesses de déplacement Doppler des sources de ± 100 km/s.

Avec ces paramètres, on trouve que la combinaison des quartz donnant comme fréquence d'OL 374,248 GHz et 374,428 GHz couvre bien nos besoins.

II-3-3 Sensibilité de l'instrument.

La difficulté attendue pour détecter l'oxygène moléculaire et la raie de la vapeur d'eau (dans les nuages d'Orion pour cette dernière) nous conduit à rechercher une sensibilité maximale pour SMH. La rareté des vols va dans le même sens (un gain d'un facteur 2 sur le temps d'observation signifie que nous gagnons le temps d'un deuxième vol qui aurait lieu 2 ans plus tard : on gagnerait donc deux ans par augmentation de la sensibilité de l'instrument d'un facteur $\sqrt{2}$). La sensibilité ΔT est déterminée par les performances de bruit des dispositifs "haute fréquence" : mélangeur et préamplificateurs à fréquence intermédiaire, comme l'expriment les relations suivantes (d'après [3]) :

$$\Delta T \approx k \frac{T_{sys}}{\sqrt{B\tau}}$$

avec : $T_{sys} = T_A + T_0(L_{Qopt} - 1) + L_{Qopt}(2 T_M + L_M T_{FI})$

L_{Qopt} = pertes optiques ≈ 1 dB

T_0 = température physique ambiante

T_M = température de bruit DSB du mélangeur

L_M = pertes en conversion du mélangeur en SSB

T_{FI} = température de bruit de l'amplificateur FI (≤ 20 K)

T_A = température de brillance de l'atmosphère et d'antenne (≤ 50 K)

B = bande unitaire par canal ≈ 1 MHz

τ = temps d'intégration (en s).

k = coefficient proche de 1 qui dépend de la manière dont les observations et les calibrations sont faites.

Une sensibilité de l'ordre de $\Delta T = 0,1 \text{ K}$ pour un temps d'observation $\tau = 1 \text{ minute}$ est attendue. Ceci est devenu possible essentiellement par l'emploi d'un récepteur à jonctions SIS refroidi vers 4K.

D'autres facteurs peuvent dégrader la sensibilité du récepteur (dérive du gain, parasites externes, instabilités diverses dues à l'effet Josephson par exemple).

II-4 Architecture générale de SMH

II-4-1 Concept de l'instrument SMH

Le principe de fonctionnement du récepteur hétérodyne permet la réception d'un signal à la fréquence de l'oscillateur local plus ou moins la fréquence intermédiaire (cf. Fig.2) :

$$F_S = F_{OL} \pm F_I$$

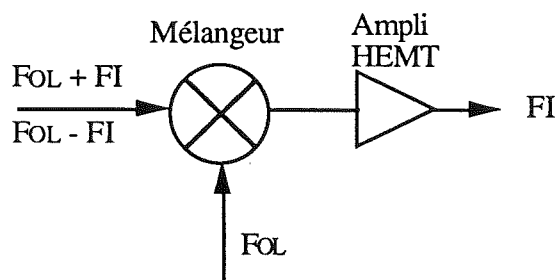


Figure 2 : Schéma de principe d'un récepteur hétérodyne.

On se trouve donc dans la possibilité de détecter simultanément un signal à deux fréquences. En télécommunication, l'une des bandes souvent appelée "fréquence image" est rejetée par filtrage, l'autre (utile) est appelée bande "signal". Ici, nous utilisons cette possibilité pour recevoir les deux raies sans aucun réglage des éléments du récepteur : l'une dans la bande supérieure et l'autre dans la bande inférieure, comme indiqué sur la figure 3.

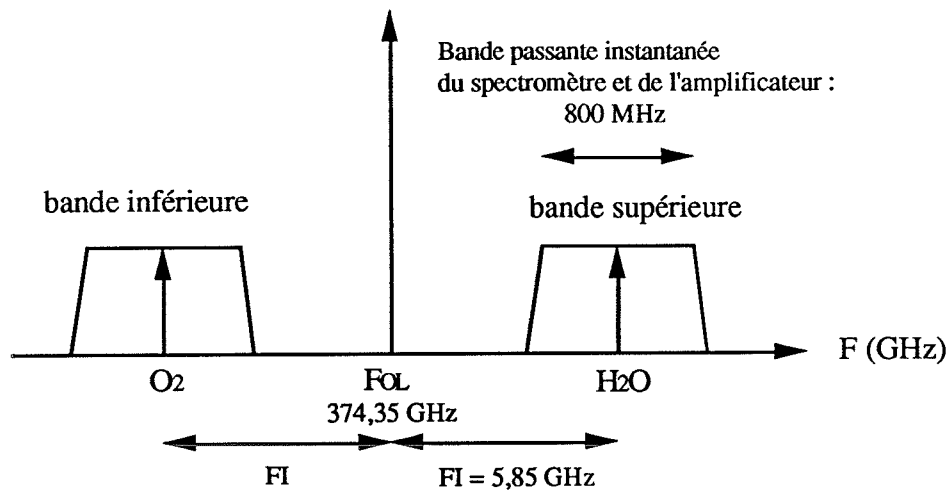


Figure 3 : Utilisation du récepteur en double bande.

Pour observer simultanément ces deux raies espacées d'environ 12 GHz, il suffit de sélectionner une Fréquence Intermédiaire de 6 GHz environ et de choisir un Oscillateur Local à 374 GHz. Chaque raie sera située dans une bande latérale du mélangeur (bande supérieure pour H₂O et bande inférieure pour O₂) et seront repliées l'une sur l'autre dans la bande FI. Pour éviter le chevauchement des raies lors du dépouillement des données, il suffit par exemple de décaler l'OL de 100 MHz par rapport à la valeur médiane pour obtenir un écartement de 200 MHz (cf. [3]). Cet écartement est suffisant pour les observations envisagées.

Les sous-ensembles du récepteur SMH sont :

II-4-1-1 Une tête "HF" submillimétrique comprenant :

- un mélangeur à jonction SIS.
- une injection du signal de type quasi-optique.
- un oscillateur local à deux fréquences fixes pouvant être télécommandées constitué d'une source Gunn InP à 93,562 et 93,607 GHz suivie de deux doubleurs de fréquence pouvant délivrer au mélangeur SIS une puissance de l'ordre de 20 μ W à 374 GHz. L'oscillateur est stabilisé en fréquence

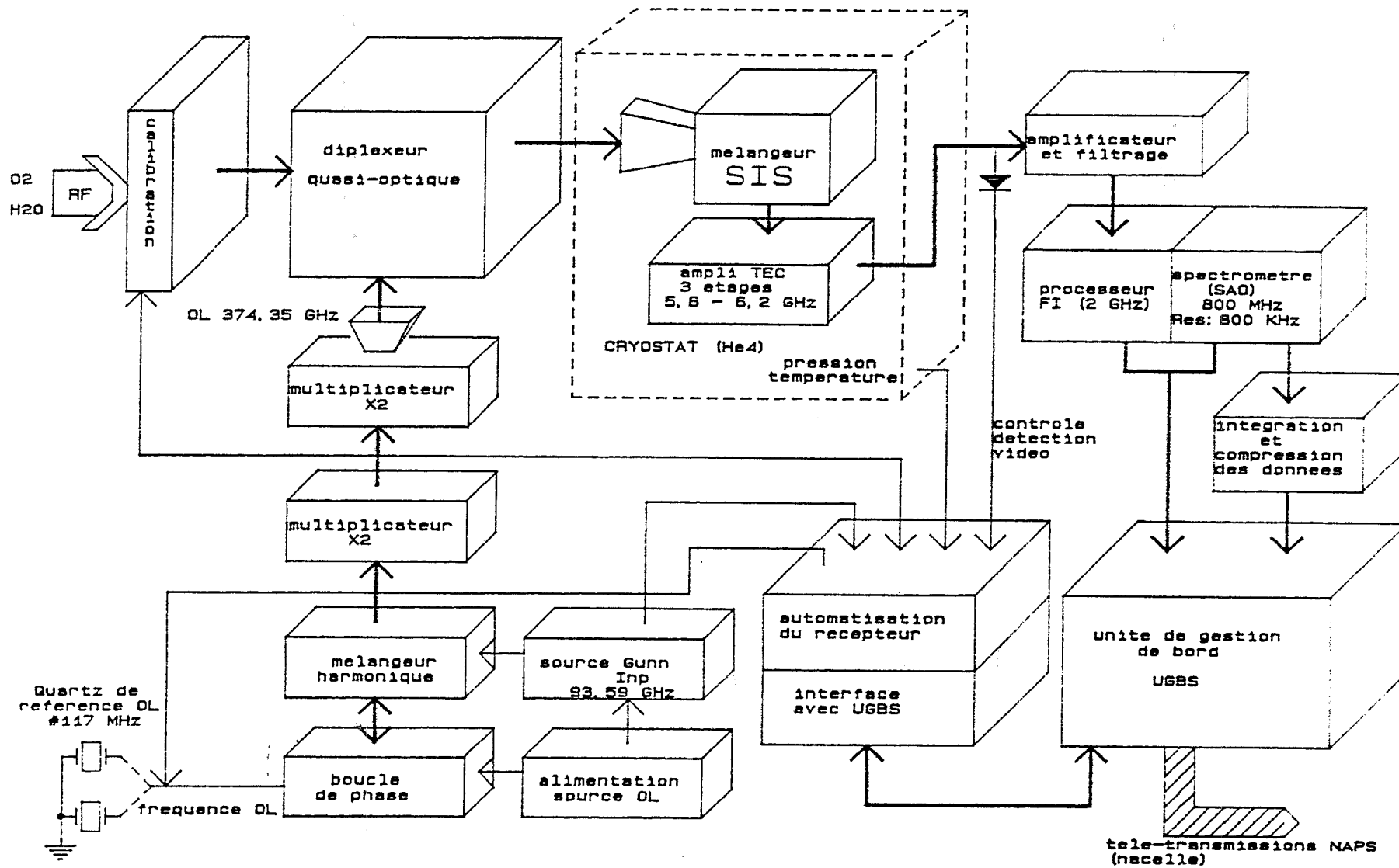
et en phase à deux quartz thermostatés stables à 10^{-8} près qui permettent une commutation de fréquence pour compenser l'effet Doppler sur certaines sources à observer.

- une chaîne d'amplification FI de bande passante 800 MHz (cf. [4]). Le premier amplificateur sera cryogénique et à faible bruit (18K). Il sera refroidi vers 40 K par fixation sur l'écran du cryostat. Les autres modules, associés à un filtrage sur une bande de 500 MHz, fonctionnent à température ambiante. Avec un gain total de 90 dB, la chaîne FI fournira une puissance suffisante à l'entrée du module spectrométrique (- 40 dBm/MHz).

II-4-1-2 Autres éléments de SMH

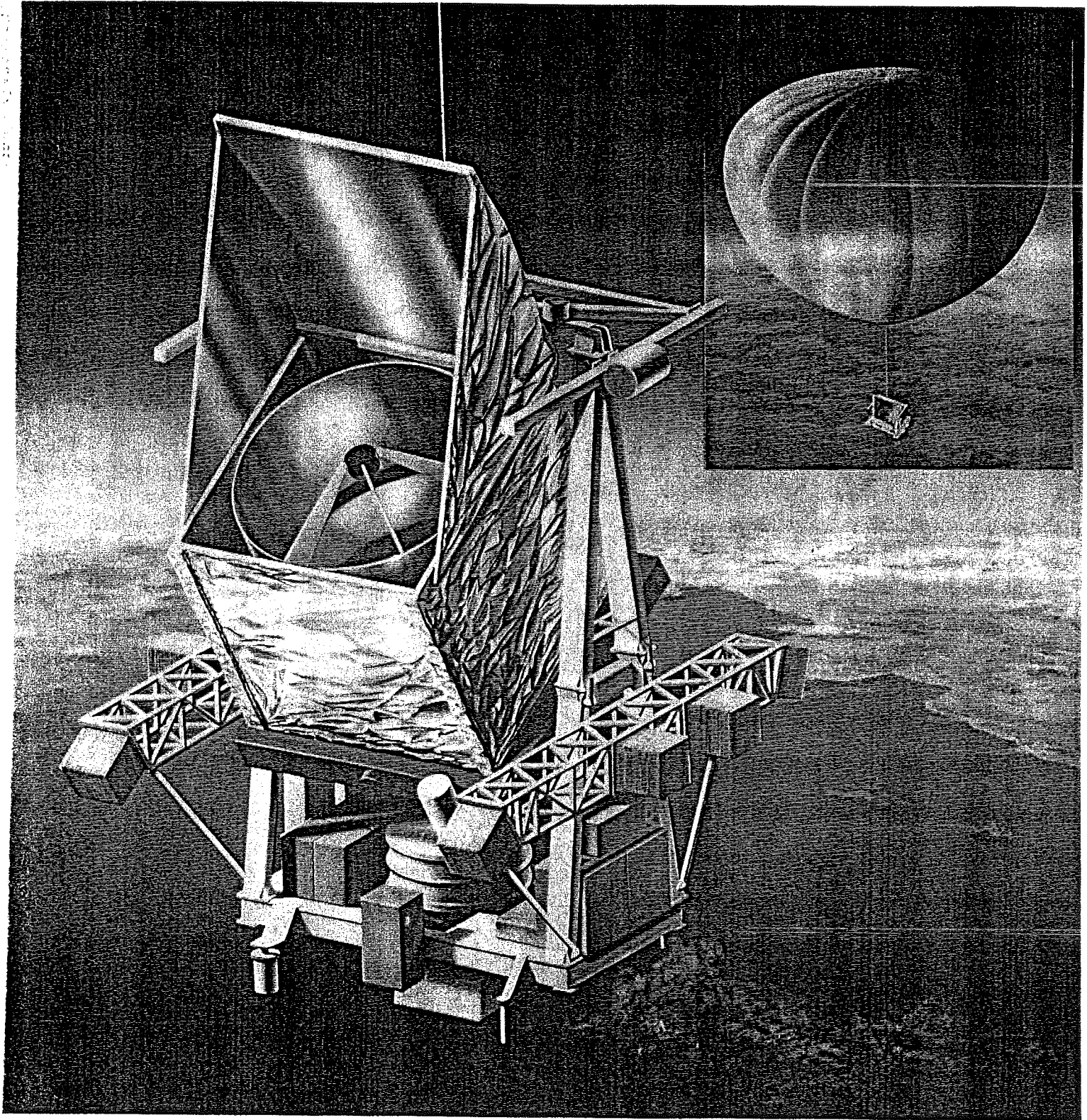
Outre la tête HF submillimétrique, SMH comprend également :

- un spectromètre accousto-optique
- un automate d'acquisition des données (qui compresse les données à bord)
- une Unité de Gestion De Bord (UGBS) qui gère les informations techniques, les défaillances éventuelles, etc...
- des contrôles et automatismes des modules SMH (contrôles de bon fonctionnement)
- une station sol chargée d'enregistrer les données astrophysiques.



- Schema du recepteur embarque

II-4-3 Vue d'artiste de la mission PRONAOS.



III Présentation du travail effectué

Ce travail a été effectué de Septembre 1988 à Juin 1992. Après une première année passée dans le laboratoire de Mr. K.H.Gundlach à l'IRAM où je me suis familiarisé avec l'instrumentation utilisée en radioastronomie millimétrique, j'ai eu la charge de la réalisation des jonctions SIS dans le laboratoire de Mr. P.Encrenaz à l'Ecole Normale Supérieure de Paris.

Pour acquérir l'expérience nécessaire à ce type de réalisation, j'ai commencé par mettre au point le procédé de fabrication de jonctions en Nb/Al-AlO_x/Nb dans le laboratoire de M.Devoret à l'Orme des Merisiers (CEN Saclay). Cette étape m'a été très utile par la suite quand il a fallu entièrement équiper la salle blanche de l'ENS en vue de la réalisation des jonctions SIS. Le choix de la technologie à base de Niobium a été effectué pour des raisons de fiabilité : ce critère est, en effet, déterminant pour une expérience spatiale du type de PRONAOS. L'autre avantage de cette technologie est de permettre la construction de récepteurs hétérodynes ayant d'excellentes performances.

L'équipement de la salle blanche s'est fait en plusieurs étapes : choix technologiques, définition du cahier des charges, passation de marchés, suivi de la réalisation chez l'industriel, installation et mise en route. Pendant toute cette phase, le procédé de fabrication a continué d'être étudié et perfectionné dans le laboratoire de M.Devoret jusqu'à ce que notre laboratoire devienne entièrement autonome pour la réalisation des jonctions.

Dans une première étape, la collaboration avec l'IRAM nous a permis de tester nos jonctions en utilisant leurs récepteurs à 100 GHz. Puis nous avons fait évoluer notre procédé de fabrication pour réaliser des jonctions adaptées au récepteur à 380 GHz de PRONAOS-SMH. Ces jonctions ont été ensuite intégrées dans un modèle de laboratoire du récepteur et les premières mesures ont donné des résultats satisfaisants.

Le rapport présentant ce travail est divisé en quatre chapitres :

Le premier donne quelques éléments théoriques sur la supraconductivité, l'effet Josephson et les mélangeurs SIS.

Le deuxième chapitre explique le fonctionnement des appareils utilisés lors de la fabrication des jonctions.

Le troisième chapitre décrit le procédé de fabrication des jonctions SIS, les choix technologiques effectués pour réaliser celui-ci, ainsi que les différentes études nécessaires à sa mise au point.

Enfin, le quatrième chapitre présente l'intégration de ces jonctions dans des récepteurs à 100 et à 380 GHz pour la radioastronomie millimétrique.

Bibliographie

- [1] D.M.Ranks, C.H.Townes, W.J.Welch, 1971, Science 174:1083.
- [2] A.A.Penzias, C.A.Burrus, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 11, 51, 1973.
- [3] PRONAOS, Revue critique de définition Phase C, Instrument focal S.M.H., Février 1992, Centre National d'Etudes Spatiales, Centre National de la Recherche Scientifique, Observatoire de Paris-Meudon.
- [4] C.Robert, Thèse de doctorat de l'Université de Paris VI, "Amplificateurs cryogéniques à faible bruit et composants quasioptiques pour un radiotélescope submillimétrique" et "Transfert radiatif en ondes millimétriques dans deux nuages moléculaires sombres", 12 Décembre 1991.

Chapitre I

Chapitre I

Eléments théoriques sur la supraconductivité, l'effet Josephson et les mélangeurs SIS.

I La supraconductivité

La supraconductivité mérite que l'on s'y attarde un peu afin de mieux comprendre certains concepts qui nous seront utiles plus tard tels que température critique, longueur de cohérence, longueur de pénétration, etc ... Ce domaine de la physique est extrêmement étudié actuellement à cause des résultats très prometteurs obtenus avec les supraconducteurs à haute température critique. En ce qui nous concerne, les supraconducteurs utilisés dans les jonctions SIS sont des supraconducteurs classiques qui obéissent tout à fait aux propriétés usuelles que nous allons expliciter ici .

I-1 Etude expérimentale

La résistivité électrique de nombreux métaux et alliages tombe brusquement à zéro quand l'échantillon est refroidi à basse température, souvent à celle de l'hélium liquide (4,2 K) . Ce phénomène a été observé pour la première fois par le physicien Hollandais H. Kamerlingh Onnes à Leiden en 1911 [1], trois ans après qu'il soit parvenu à liquéfier de l'hélium pour la première fois. La courbe de résistivité en fonction de la température obtenue par celui-ci est analogue à celle de la figure I-1. On notera l'extrême étroitesse de la transition dans cette courbe Résistance/Température . La température pour laquelle la résistance devient nulle lorsque l'on refroidit le matériau s'appelle Température Critique souvent notée T_c .

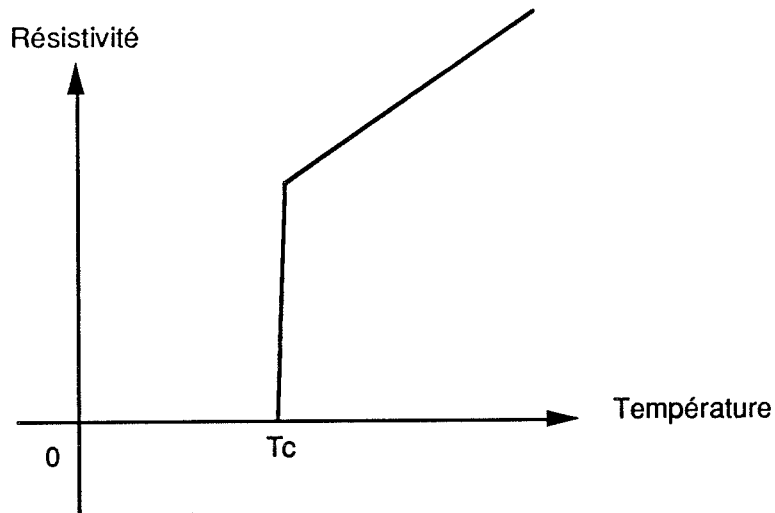


Figure I-1 : Courbe de résistivité en fonction de la température pour un matériau supraconducteur.

Dans l'état supraconducteur, la résistivité électrique en courant continu est exactement zéro, ou, au moins, si proche de zéro que l'on a observé des courants électriques persistants s'écouler, sans amortissement, dans des anneaux supraconducteurs pendant plus d'un an, jusqu'à ce que l'expérimentateur abandonne .

Les propriétés magnétiques des matériaux supraconducteurs n'en sont pas moins étonnantes et ne peuvent pas s'expliquer uniquement par la seule hypothèse que l'état supraconducteur soit caractérisé par une résistivité électrique nulle. Quand un échantillon, placé dans un champ magnétique, est refroidi à une température inférieure à la température critique, le flux magnétique présent au départ est éjecté de l'échantillon . C'est l'effet Meissner représenté par la figure I-2 .

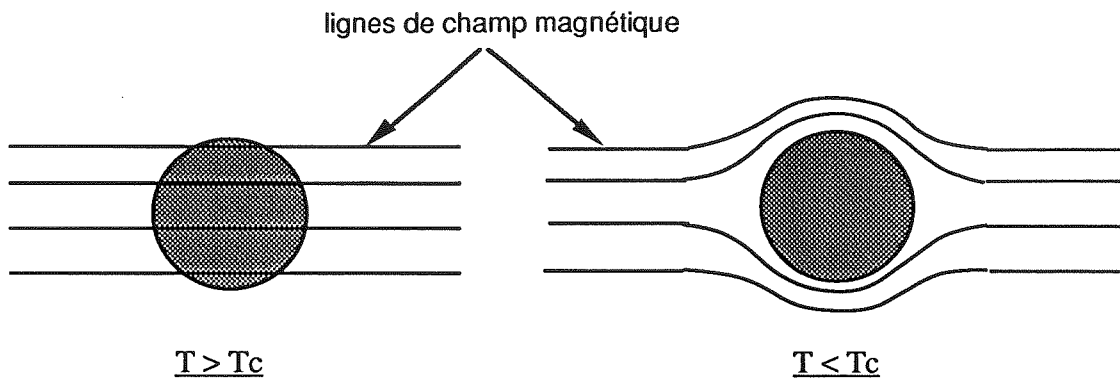


Figure I-2 : Effet Meissner dans une sphère supraconductrice soumise à un champ magnétique constant . En franchissant la température de transition, les lignes de champ magnétique sont éjectées de la sphère .

I-2 Champ critique- aimantation

L'effet Meissner montre que dans un supraconducteur, le champ magnétique \mathbf{B} est nul.

Dans le cas d'échantillons longs et minces avec le grand axe parallèle à \mathbf{B}_a (champ appliqué), on montre que la contribution du champ de désaimantation à \mathbf{B} est négligeable, d'où :

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_a + \mu_0 \mathbf{M}$$

$$\mathbf{B} = 0 \quad \text{implique que :}$$

$$\frac{\mathbf{M}}{\mathbf{B}_a} = -1/\mu_0$$

C'est donc un échantillon diamagnétique parfait de susceptibilité $\chi = -1/\mu_0$

Lorsque $B_a = \mu_0 H_c$ (où H_c est le champ critique) la supraconductivité est détruite.

L'aimantation devient alors trop faible pour être visible à notre échelle. Si on trace la courbe d'aimantation qui en résulte, on obtient alors (cf. Figure I-3) :

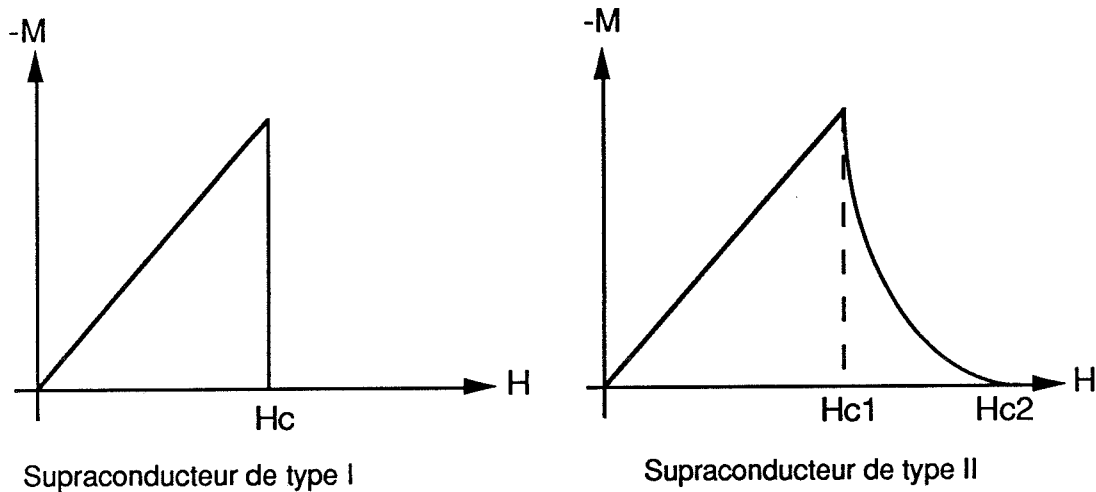


Figure I-3 : Courbes d'aimantation pour les supraconducteurs de types I et II.

Il faut noter que le champ critique est beaucoup plus important dans le cas d'un supraconducteur de type II que pour un supraconducteur de type I. Pour un supraconducteur de type II, lorsque $H_{c1} < H < H_{c2}$, le supraconducteur est dans un état intermédiaire (état mixte ou tourbillonnaire). Cependant, la résistance est encore nulle.

H_c varie en fonction de la température selon la loi expérimentale suivante :

$$H_c(T) = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$$

où : $H_0 = H_c(T = 0)$

On trouvera dans le tableau suivant quelques exemples représentatifs de matériaux supraconducteurs avec leur température critique T_c et leur champ critique B_{c2} .

	Nom du supraconducteur	T _c (K)	B _{c2} (T)
Métaux simples (1911 à 1960)	Nb	9,3	0,2
Composés de métaux de transition (1960-1970)	NbN	16	
	<u>Composés A-15 :</u>		
	V ₃ Si	17	25
	Nb ₃ Sn	18	24
	Nb ₃ Ge	23	41
	<u>Phases de Chevrel:</u>		
	Z Mo ₆ X ₈ avec X= S, Se, Te		
Oxydes de cuivre (1987)	Sn Mo ₆ S ₈	11,8	34
	Pb Mo ₆ S ₈	12,6	50
	Ho Mo ₆ Se ₈	5,6	
	La _{1,8} Sr _{0,2} Cu O ₄ (Bednorz et Müller)	36	
	Ba ₂ Y Cu ₃ O ₄ (Chu et Wu)	93	200 (?)

Nous allons à présent résumer brièvement les différentes théories aussi bien phénoménologiques que microscopiques sur la supraconductivité.

I-3 Théories phénoménologiques.

I-3-1 Modèle à deux fluides de Gorter et Casimir (1934)

Ce modèle repose sur deux postulats :

i) Le système supraconducteur possède un état ordonné ou condensé dont l'énergie totale est caractérisée par un paramètre d'ordre x tel que :

$$x = 0 \text{ pour } T = T_c$$

$$x = 1 \text{ pour } T = 0$$

Il sert à indiquer la fraction du système total se trouvant dans l'état supraconducteur.

ii) L'entropie du système est entièrement due au désordre des particules excitées individuellement, non condensées, que l'on suppose se comporter comme des particules dans l'état normal. Soit n la densité d'électrons (dans l'état supraconducteur et normal), on trouve que :

$$n_{\text{normal}}(T) = \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 n \quad (1)$$

$$n_{\text{supra}}(T) = \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right] n \quad \text{avec bien sûr : } n_{\text{normal}} + n_{\text{supra}} = n$$

Ce modèle très simple rend assez bien compte d'un certain nombre de propriétés comme par exemple la chute de résistivité lorsque la température diminue.

I-3-2 Equations de London (1935).

Dans un milieu conducteur, la loi fondamentale de la dynamique s'écrit :

$$m^* \frac{dv}{dt} = -eE - fv \quad (2)$$

$f > 0$ décrit l'interaction entre les électrons et le milieu cristallin avec une force de frottement $-fv$. Or dans un matériau supraconducteur, $f = 0$ (pas de résistance). m^* désigne la masse effective de ces électrons, v la vitesse des électrons supraconducteurs et E le champ électrique.

Si on pose : $\lambda_L = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s e^2}}$ (3)

λ_L désigne la longueur de pénétration de London et n_s la densité d'électrons supraconducteurs.

La densité de courant \mathbf{j} vaut : $\mathbf{j} = -n_s e \mathbf{v}$

Alors l'équation (2) prend la forme :

$$\mathbf{E} = \lambda_L^2 \mu_0 \frac{d\mathbf{j}}{dt} \text{ (première equation de London), (4)}$$

Un autre postulat a été ajouté : $\mathbf{j} = -\frac{1}{\lambda_L^2 \mu_0} \mathbf{A}$ (deuxième équation de London) , (5)

où \mathbf{A} est le potentiel vecteur du champ magnétique local. Ces deux équations de London ont été ajoutées aux équations de Maxwell pour rendre compte de certaines propriétés des supraconducteurs.

Ce postulat se retrouve facilement à partir de l'expression générale de la densité de courant \mathbf{j} en présence d'un potentiel vecteur \mathbf{A} .

$$\mathbf{j} = \frac{e^*}{m^*} \left[\frac{j\hbar}{2} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) - e^* \mathbf{A} |\psi|^2 \right]$$

Cette formule figure sous une forme équivalente dans C.Cohen-Tannoudji [8]. Cette expression générale de la mécanique quantique est valable pour n'importe quel matériau conducteur. Pour un supraconducteur, on considère que la phase est homogène, donc $\nabla \psi = 0$. Or $e^* = -e$ et \mathbf{j} devient, en remarquant que $|\psi|^2 = n_s$:

$$\mathbf{j} = -\frac{e^2 |\psi|^2}{m^*} \mathbf{A} = -\frac{e^2 n_s}{m^*} \mathbf{A} = -\frac{1}{\lambda_L^2 \mu_0} \mathbf{A}$$

On retrouve bien le postulat de l'équation (5). Ceci permet d'étudier la pénétration d'un champ magnétique dans un supraconducteur. En effet, si on prend le rotationnel des deux membres de l'équation (5), on obtient :

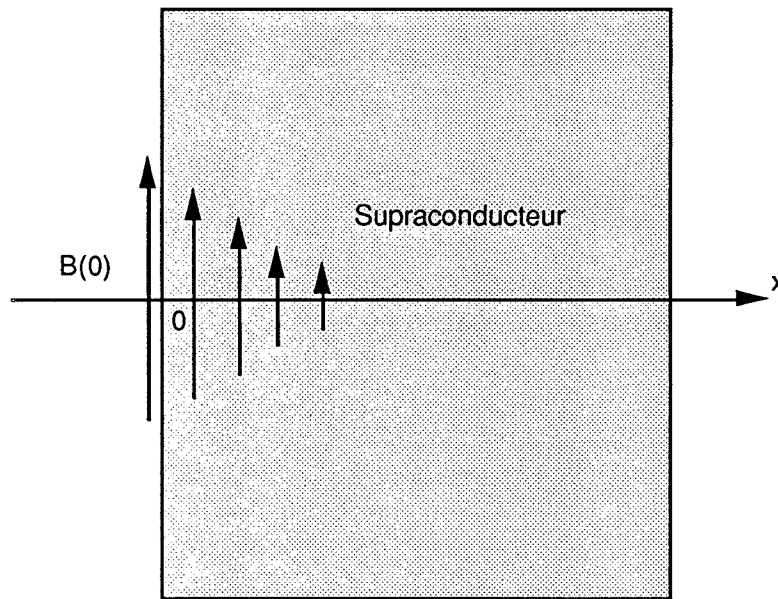
$$\text{rot } \mathbf{j} = -\frac{1}{\lambda_L^2 \mu_0} \mathbf{B} \text{ (6)}$$

Et comme $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$

$\text{rot rot } \mathbf{B} = \text{grad}(\text{div } \mathbf{B}) - \Delta \mathbf{B} = -\Delta \mathbf{B} = \mu_0 \text{rot } \mathbf{j}$, d'où :

$$\Delta \mathbf{B} = -\frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B} \quad (7)$$

De cette équation, on déduit qu'un champ \mathbf{B} uniforme ne peut pas exister dans un supraconducteur, sauf s'il est nul (effet Meissner). Supposons que l'on se trouve dans le cas de figure suivant :



où $B(0)$ désigne le champ magnétique appliqué parallèlement à la surface du supraconducteur.

alors $\frac{d^2 B}{dx^2} = -\frac{1}{\lambda_L^2} B$ qui en intégrant conduit à :

$$B(x) = B(0) \exp(-x/\lambda_L) \quad (8)$$

λ_L mesure donc la longueur de pénétration du champ magnétique, d'où le nom de longueur de pénétration de London.

En réalité, les équations de London ne peuvent pas prédire une exclusion complète du champ magnétique à l'intérieur du supraconducteur. Par contre, l'existence de λ_L a bien été montré expérimentalement, bien que les valeurs mesurées soient en général plus grandes que les valeurs calculées d'après (3).

I-3-3 Théorie phénoménologique de Ginsburg et Landau (1950).

Les auteurs ont appliqué la théorie des transitions de phase de Landau en introduisant un paramètre d'ordre $\psi(r,t)$ à valeurs complexes, dont ils ne connaissaient pas l'origine physique.

Ils ont écrit ce paramètre d'ordre sous la forme :

$$\psi(r) = \sqrt{n_s(r)} e^{i\theta(r)}$$

j s'exprime alors :

$$j = \frac{e^* n_s}{m^*} (\hbar \nabla \theta - e^* A) \quad (9)$$

Ils ne savaient pas encore les valeurs de m^* et e^* . On trouvera plus tard que m^* et e^* correspondent à deux fois la masse et deux fois la charge de l'électron (Cooper, 1956).

Il résulte des équations de Landau et Ginzburg que $\psi(r)$ varie sur une longueur caractéristique $\xi(T)$ appelée longueur de cohérence.

Ils démontrèrent également la quantification du flux magnétique ϕ dans un supraconducteur :

$$\phi = n \frac{h}{e^*}, \text{ où } n \text{ est un nombre entier.}$$

I-4 Théories microscopiques

I-4-1 Rappel historique des différentes théories.

- en 1950, Maxwell et Reynolds découvrent l'effet isotopique dans le mercure et trouvent que :

$$T_c M^{1/2} = \text{constante, où } M \text{ est la masse de l'isotope.}$$

- en 1952, Frölich montre la possibilité d'une interaction attractive entre les électrons par l'intermédiaire du couplage électron-phonon.

- en 1956, Cooper montre l'existence d'états liés entre électrons appariés. En présence d'une interaction attractive entre eux, l'énergie de liaison d'une paire est identifiée au "gap" d'énergie entre l'état fondamental et les états excités du supraconducteur. L'extension spatiale ξ d'une paire est identifiée à la longueur de cohérence du supraconducteur.

- en 1957 est publiée la célèbre théorie de Bardeen, Cooper et Schrieffer dite théorie BCS. Les principaux résultats de cette théorie variationnelle seront exposés au paragraphe suivant.

- en 1958, Bogolyubov et Valatin montrent que la théorie BCS est équivalente à une théorie de champ moyen. Le paramètre d'ordre est alors identifié à l'amplitude de condensation de paire.
- en 1960, la théorie de couplage fort d'Eliashberg prolonge la théorie BCS au delà de l'approximation du champ moyen.
- en 1962 est publiée la prédiction de l'effet Josephson qui confirme l'existence d'un état fondamental cohérent.
- en 1987 les supraconducteurs à haute température critique sont découverts. Diverses théories expliquant ce phénomène sont proposés sans pour autant faire l'unanimité.

I-4-2 La théorie BCS

a) Interaction électron-phonon et paires de Cooper

En 1950, Bardeen fit remarquer qu'un électron se déplaçant dans le réseau se déforme. Le réseau réagit alors sur l'électron par suite des forces électrostatiques qui les relient. Les oscillations du réseau sont quantifiées sous forme de phonons : on peut qualifier l'interaction réseau-électron par une suite d'émissions et de réabsorptions de phonons par l'électron. Ces phonons sont appelés "phonons virtuels", car en vertu du principe d'incertitude d'Heisenberg, leur durée de vie très courte ne rend pas indispensable la conservation de l'énergie lors de leur émission.

En 1957, Bardeen, Cooper et Schrieffer réussirent à montrer que l'interaction fondamentale responsable de la supraconductivité était celle d'une "paire" d'électrons couplés par échange de phonons virtuels : un électron de vecteur d'onde \mathbf{k} émet un phonon virtuel \mathbf{q} qui est absorbé par un électron \mathbf{k}' . On fait ainsi passer \mathbf{k} en $\mathbf{k}-\mathbf{q}$ et \mathbf{k}' en $\mathbf{k}'+\mathbf{q}$ comme le montre la figure suivante (I-4):

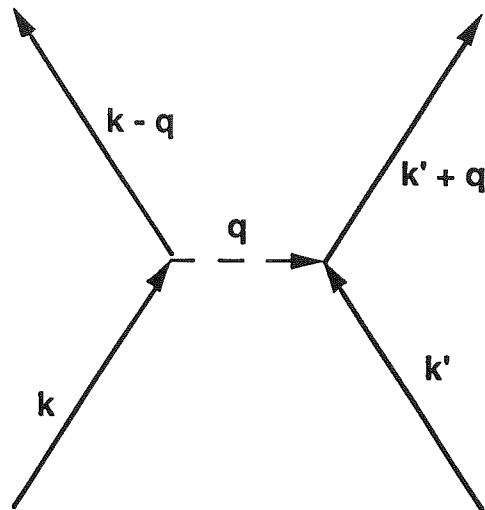


Figure I-4 : interaction électron-phonon

D'après le postulat fondamental de la théorie BCS, la supraconductivité apparaît lorsqu'il existe une interaction attractive entre les électrons. Cooper, en 1956, montre l'existence d'états liés d'une paire d'électrons situés juste en dessous de la surface de Fermi lorsque ceux-ci sont soumis à une interaction globale attractive, si faible soit-elle. Les électrons dont l'interaction avec les phonons peuvent produire cet effet sont situés dans une mince couche de largeur $\hbar/2\pi \omega_q$ où $\hbar/2\pi \omega_q$ est l'énergie moyenne des phonons du métal.

En 1960, Cooper montre que l'on obtient l'abaissement maximal de l'énergie en appariant des électrons de quantités de mouvement opposées, d'où l'hypothèse fondamentale de la théorie BCS:

A température nulle, l'état de base supraconducteur est un état fortement corrélé. Dans l'espace des quantités de mouvement, les états électroniques situés dans une mince couche près de la surface de Fermi sont occupés au maximum par des paires de spins et de quantités de mouvement opposées. L'énergie ainsi obtenue est inférieure à celle du métal normal. La différence correspond à l'énergie de condensation E de l'état supraconducteur qui vaut :

$$E = \frac{B^2}{2\mu_0} - \frac{1}{2} \Delta^2 n(0) \quad (10) \quad (\text{par unité de volume}).$$

où Δ désigne le gap du supraconducteur, $n(0)$ la densité d'état au niveau de Fermi et B le champ magnétique appliqué.

L'équation (10) permet de retrouver l'expression du champ critique du supraconducteur. En effet, lorsque l'énergie de condensation devient positive, le supraconducteur redevient normal et ceci pour un champ appelé champ critique B_c qui vaut :

$$B_c = \sqrt{\mu_0 \Delta^2 n(0)} \quad (13)$$

J'insisterai encore sur une propriété très importante : contrairement à un métal normal où tous les états sont remplis jusqu'à un niveau maximal appelé niveau de Fermi, les paires d'électrons dans l'état fondamental sont toutes regroupées dans une bande d'énergie très faible autour du niveau de Fermi.

b) Energie d'excitation et densité d'état.

On forme des états excités en détruisant une paire. Il apparaît alors un gap Δ , car la théorie de BCS montre que les seuls états excités d'un matériau supraconducteur ont pour énergie E :

$$E = \sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2} \quad (14)$$

où ϵ désigne l'énergie dans un métal normal (prise par rapport au niveau de Fermi) d'un électron de vecteur d'onde k . Le gap Δ (indépendant de E dans l'approximation BCS) apparaît donc comme l'énergie minimum de l'état d'excitation. On en déduit immédiatement la densité d'états excités $N(E)$:

$N(E) dE = n(\epsilon) d\epsilon$ où $n(\epsilon)$ est la densité d'états d'énergie ϵ du métal normal.

Cette dernière relation exprime qu'il y a correspondance entre les énergies E et ϵ . Il vient :

$N(E) = n(\epsilon) \frac{d\epsilon}{dE} \approx n(0) \frac{d\epsilon}{dE}$ en faisant l'approximation que la densité d'états du métal normal est

à peu près constante au voisinage du niveau de Fermi et vaut $n(0)$, valeur prise au niveau de Fermi.

Comme $E = \sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2}$, $\frac{d\epsilon}{dE} = \frac{E}{\epsilon} = \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}$

d'où la densité d'états excités recherchée :

$$N(E) = n(0) \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \quad \text{pour } |E| \geq \Delta \quad (15)$$

$$\text{et } N(E) = 0 \quad \text{pour } |E| < \Delta$$

On trouvera sur la figure I-5 une représentation de cette densité d'états excités.

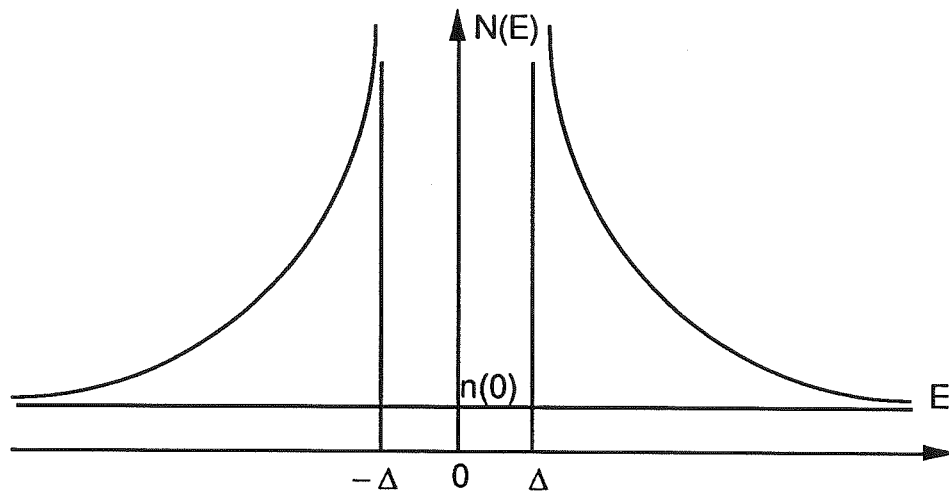


Figure I-5 : Densité d'états excités dans un supraconducteur de gap Δ .

Cette courbe va nous permettre par la suite, même si ce n'est pas tout à fait rigoureux, d'interpréter l'allure du courant de quasiparticules dans une jonction tunnel.

II Effet tunnel et effet Josephson dans une jonction SIS

II-1 Couplage faible de deux supraconducteurs

Lorsque deux supraconducteurs sont séparés par une distance macroscopique, les deux fonctions d'ondes des supraconducteurs sont indépendantes. Par contre, lorsque les deux supraconducteurs sont rapprochés (10 à 30 Å, cf. fig. I-6), il peut y avoir des passages de Paires ou de Quasiparticules par effet tunnel. Dans ce cas, les deux phases des supraconducteurs sont corrélées et ne peuvent pas varier indépendamment l'une de l'autre. C'est le cas d'un dispositif où les deux supraconducteurs sont séparés par une fine barrière isolante. On parle alors de "couplage faible" des deux supraconducteurs.

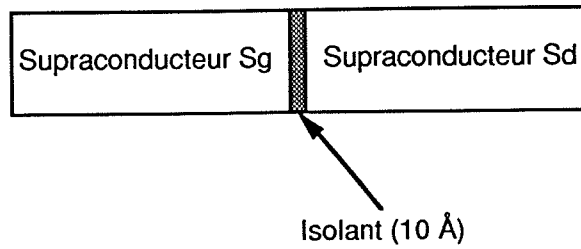


Figure I-6 : Couplage faible de deux supraconducteurs.

II-2 Courant de quasiparticules.

Une paire de Cooper située près du niveau de Fermi peut être brisée à condition d'apporter une énergie supérieure au gap du supraconducteur. Ceci donne naissance à deux particules qui sont des électrons. Comme ceux-ci sont obtenus en brisant une paire, ils sont appelés quasiparticules. Ces dernières peuvent traverser la barrière isolante lorsque les deux supraconducteurs sont dans le cas du couplage faible. Il apparaît alors un courant tunnel de quasiparticules qui sera noté I par la suite. Nous allons calculer dans ce paragraphe l'expression de I . Ensuite, nous interpréterons qualitativement l'allure de I en fonction de V , où V est la tension aux bornes de la jonction.

Le courant tunnel de gauche à droite s'écrit de la manière suivante :

$$I_{gd} = \frac{2\pi}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} |T|^2 N_g(E) f_g(E) N_d(E) (1 - f_d(E)) dE \quad (16)$$

Les indices d et g indiquent que les grandeurs sont prises respectivement pour le supraconducteur de droite et de gauche. $f(E)$ désigne la fonction de Fermi-Dirac :

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\beta E}} \quad \text{où } \beta = \frac{1}{kT} \quad (17)$$

T est l'élément de matrice entre les états d'égale énergie.

Cette expression signifie que le courant de gauche à droite est proportionnel à :

- (1) La probabilité de l'effet tunnel.
- (2) le nombre d'électrons occupés à gauche (nombre d'états remplis $N_g f_g$)
- (3) le nombre d'états vides à droite (fraction d'états inoccupés $N_d(1-f_d)$)

On pourrait écrire la formule symétrique pour le courant de droite à gauche en permutant les indices d et g. On en déduit le courant I global qui traverse la barrière.

$$I = I_{gd} - I_{dg} = \frac{2\pi}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} |T|^2 N_g(E) N_d(E) (f_g(E) - f_d(E)) dE \quad (18)$$

Si on applique une tension V entre les deux électrodes, les énergies se décalent de la quantité eV entre la gauche et la droite, et l'expression du courant devient (en supposant que T est indépendant de E) :

$$I(V) = \frac{2\pi}{h} |T|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} N_g(E) N_d(E+eV) (f_g(E) - f_d(E+eV)) dE \quad (19)$$

Pour $V = \frac{\Delta_g + \Delta_d}{e}$, on a :

$$I = \sigma_N \frac{\pi}{4} \sqrt{\Delta_g \Delta_d} \quad (\sigma_N \text{ sera défini un peu plus loin en formule (20)}).$$

a) Premier cas

Les deux métaux sont normaux : on peut alors faire l'hypothèse que les densités d'état N_d et N_g sont constantes et égales à la densité d'état au niveau de Fermi $n(0)$. L'équation (19) devient alors:

$$I(V) = \frac{2\pi}{h} |T|^2 n(0)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} (f(E) - f(E+eV)) dE$$

On se place dans le cas où V est relativement faible et de l'ordre de grandeur du gap de la jonction. Dans ce cas, on exprime que $eV \ll E$ pour évaluer l'intégrale précédente.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (f(E) - f(E+eV)) dE = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{\beta(E+eV)} - e^{\beta E}}{(1 + e^{\beta E})(1 + e^{\beta(E+eV)})} dE = \int_{-\infty}^{+\infty} A(E) dE$$

$$\text{avec } A(E) \approx \frac{e^{\beta E} (e^{\beta eV} - 1)}{(1 + e^{\beta E})^2} \approx \frac{e^{\beta E}}{(1 + e^{\beta E})^2} \times \beta eV$$

Ceci a été obtenu en faisant un développement limité de $e^{\beta eV}$ au voisinage de 0. Il ne reste plus qu'à calculer :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{\beta E}}{(1 + e^{\beta E})^2} dE = \frac{1}{\beta} \int_1^{+\infty} \frac{du}{u^2} = \frac{1}{\beta} \left[-\frac{1}{u} \right]_1^{+\infty} = \frac{1}{\beta} \quad \text{en posant } u = 1 + e^{\beta E}$$

il en résulte que :

$$I(V) = \frac{2\pi}{h} |T|^2 n(0)^2 eV = \sigma_N V \quad (20)$$

$$\text{en posant : } \sigma_N = \frac{2\pi e}{h} |T|^2 n(0)^2$$

σ_N désigne ici la conductance normale qui est l'inverse de la résistance normale R_N . Dans σ_N intervient $|T|^2$ qui peut se calculer aisément dans le cas d'une barrière de potentiel carré du type de celle de la figure I-7 [8]. Cette représentation est bien sûr très simpliste mais permet d'obtenir des résultats qualitatifs intéressants. En réalité, lorsque la jonction est polarisée par une tension V , le potentiel de la barrière n'est plus carré mais trapézoïdal.

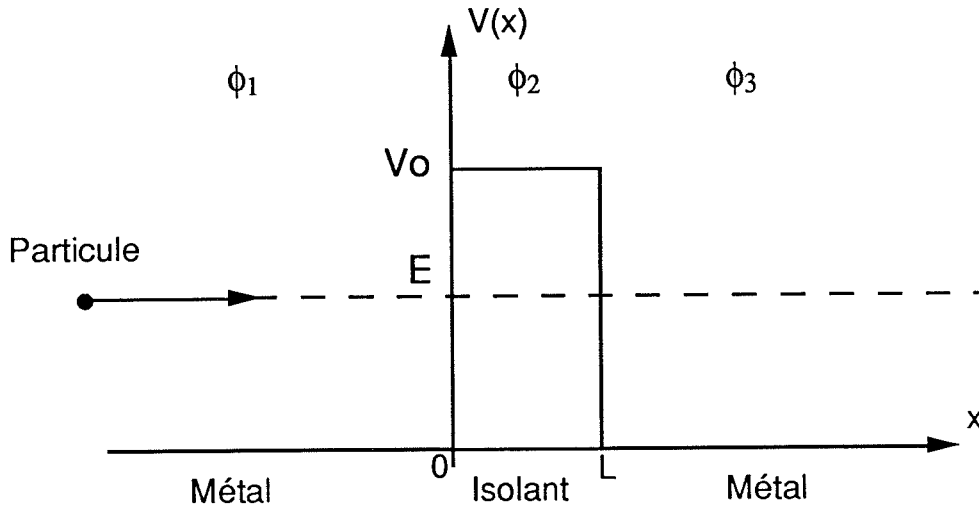


Figure I-7 : Effet tunnel entre deux métaux pour une barrière de potentiel carré.

On part de l'équation de Schrödinger indépendante du temps (états stationnaires) :

$$H \phi(x) = E \phi(x) \quad (21) \quad \text{où l'Hamiltonien } H \text{ vaut :}$$

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} + V(x)$$

Lorsqu'on est à une dimension et que le potentiel $V(x)$ est constant dans une certaine région, l'équation (21) devient :

$$\frac{d^2}{dx^2} \phi(x) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \phi(x) = 0 \quad (22)$$

Dans le cas d'une transition tunnel isoénergétique, $E < V_0$ (V_0 est la hauteur de barrière et E est l'énergie de la particule qui la traverse par effet tunnel). Il est d'usage de définir le vecteur d'onde k par :

$$V_0 - E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (23)$$

d'où la solution de l'équation de Schrödinger :

$$\phi(x) = B e^{kx} + B' e^{-kx} \quad \text{où } B \text{ et } B' \text{ sont des constantes complexes à déterminer}$$

grâce aux conditions aux limites. Pour simplifier, on suppose que les métaux sont identiques de part et d'autre de la barrière et ont de ce fait même potentiel. On considère que la particule vient de l'infini par la gauche. Dans les trois régions différentes 1, 2 et 3, les fonctions d'ondes s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \phi_1(x) &= A_1 e^{kx} + A_1' e^{-kx} & \text{pour } x < 0 \\ \phi_2(x) &= A_2 e^{kx} + A_2' e^{-kx} & \text{pour } 0 < x < L \\ \phi_3(x) &= A_3 e^{kx} + A_3' e^{-kx} & \text{pour } x > L \end{aligned}$$

$A_1' = 0$ car la particule vient de l'infini. En exprimant les conditions aux limites en $x = 0$ et $x = L$, toutes les constantes restantes s'expriment en fonction de A_1 . On en déduit alors le coefficient de transmission $|T|^2$:

$$|T|^2 = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 = \frac{4E(V_0 - E)}{4E(V_0 - E) + V_0^2 \operatorname{sh}^2(\sqrt{2m(V_0 - E)L/\hbar})} \quad (24)$$

Le coefficient de réflexion vaut $|R|^2 = 1 - |T|^2$. Lorsque $kL \gg 1$, l'expression (24) se simplifie :

$$|T|^2 \approx \frac{16 E(V_0 - E) e^{-2kL}}{V_0^2} \quad (25)$$

De cette dernière équation, on peut tirer deux enseignements :

- si l'on prend l'exemple d'un électron d'énergie 1 eV abordant une barrière de potentiel d'énergie 2eV de largeur $L = 1 \text{ \AA}$, alors $|T|^2 = 0,78$; ceci signifie que cet électron a environ 8 chances sur 10 de traverser la barrière. Contrairement aux prédictions classiques, l'électron a donc une probabilité non négligeable de traverser la barrière.
- la loi de variation de $|T|^2$ en fonction de l'épaisseur de barrière L est exponentielle; il en va donc de même pour la résistance normale R_N d'après (20); une variation minime de l'épaisseur de la barrière va entraîner une variation énorme de la résistance normale. Ce dernier résultat est très important. Il explique pourquoi la résistance normale peut varier très vite et de façon non reproductible si on ne maîtrise pas suffisamment les conditions expérimentales lors de la fabrication.

b)Deuxième cas

Les deux matériaux sont supraconducteurs . Le courant tunnel s'exprime alors par :

$$I(V) = \frac{2\pi}{h} |T|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|E|}{|E^2 - \Delta_g^2|^{1/2}} \frac{|E + eV|}{|(E + eV)^2 - \Delta_d^2|^{1/2}} [f_g(E) - f_d(E+eV)] dE \quad (26)$$

On ne peut pas donner de forme explicite de cette intégrale qui doit être résolue numériquement. Néanmoins, on peut comprendre la forme de la caractéristique $I(V)$ en raisonnant par analogie avec les diagrammes de bande des semi-conducteurs. On part pour cela de la représentation de la densité d'états excités donnée en formule (15). Ce raisonnement permet de comprendre la forme du courant de quasiparticules, bien que ce raisonnement ne soit pas tout à fait rigoureux.

La figure I-7 présente les densités d'états dans une jonction de type SIS. Le gap Δ_g du supraconducteur de gauche est plus faible que celui du côté droit (Δ_d). Les énergies E sont relatives au niveau de Fermi. Lorsque $T > 0$, des électrons soumis à l'agitation thermique franchissent le gap et

viennent peupler des états vides. Du côté gauche, le gap est plus faible, et les électrons ont plus de facilité à franchir le gap tandis que les électrons du côté droit sont peu excités thermiquement.

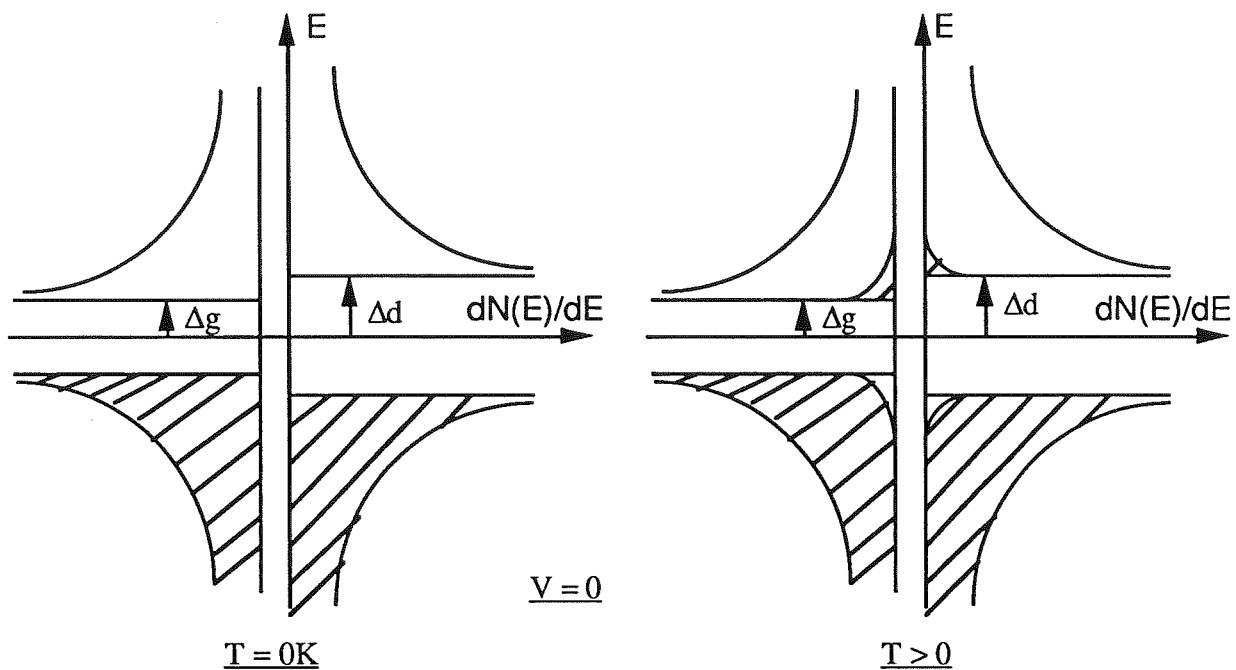


Figure I-7 : Densités d'états dans une jonction SIS à $T = 0$ et à $T > 0$ pour une tension $V = 0$.

Maintenant, on polarise la jonction par une tension V positive du côté droit. Les énergies correspondantes sont abaissées de la valeur $-eV$, ou, ce qui revient au même, les énergies du côté gauche montent de $+eV$. Dans ces conditions, un courant va passer par effet tunnel entre les électrons excités thermiquement du côté gauche vers des états vides du côté droit. Ceci est illustré par la figure I-8. Ce courant va croître avec V , car plus V augmente, plus les électrons excités du côté gauche voient leur énergie dépasser l'énergie de la bande interdite du côté droit. Ils sont donc candidats à une transition tunnel qui se fait obligatoirement avec conservation de l'énergie. Quand $eV = \Delta_d - \Delta_g$, tous les électrons excités thermiquement côté gauche peuvent franchir la barrière ce qui correspond à un maximum de courant pour cette polarisation. Si V augmente encore, le nombre d'électrons excités côté gauche n'augmente plus. Par contre, leur situation est moins favorable pour une transition tunnel, puisqu'ils "voient" des densités d'états du côté droit de plus en plus petites lorsque V augmente. En d'autres termes, $N_g(E)$ ne varie pas tandis que $N_d(E)$ diminue, E désignant l'énergie lors de la

transition tunnel. Le courant a tendance à diminuer et cette partie de la caractéristique est dite à résistance négative. Il faut souligner que ceci est visible uniquement si la température est non nulle (lorsque T baisse, le phénomène a tendance à disparaître) et si les supraconducteurs ont un gap Δ différent.

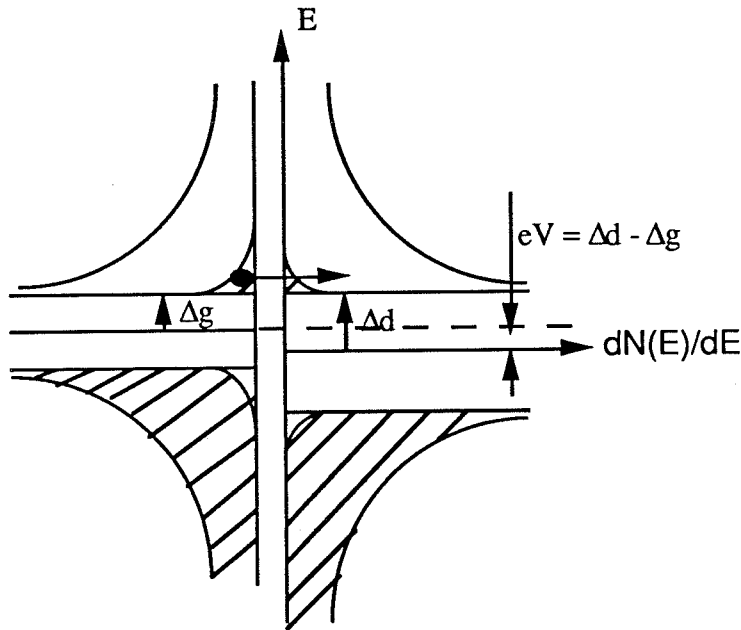


Figure I-8 : Transfert des électrons excités par la température lorsque $eV = \Delta_d - \Delta_g$.

Enfin, lorsque $eV = \Delta_g + \Delta_d$, le courant augmente alors très brutalement puisqu'il existe une énergie E pour laquelle $N_g(E)$ et $N_d(E)$ sont infinies. On a alors un transfert d'électrons en dessous du gap côté gauche vers des états vides au dessus du gap côté droit comme le montre la figure I-9.

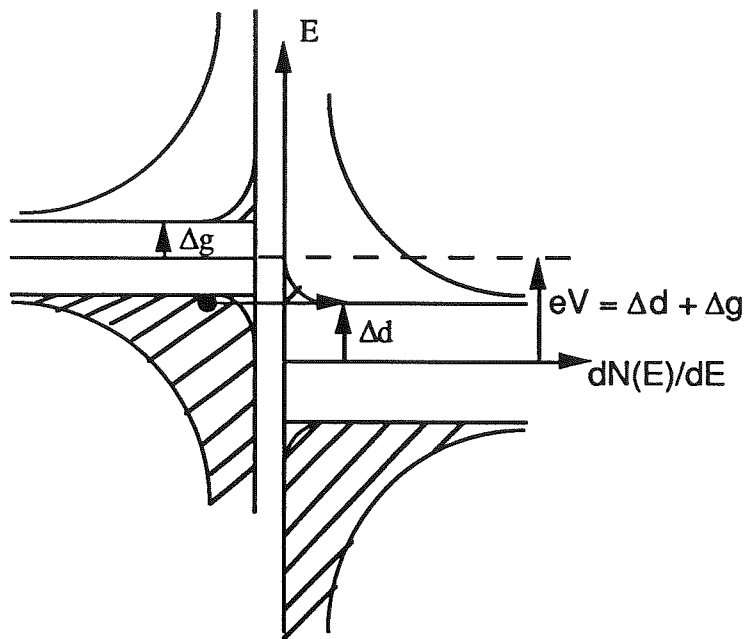


Figure I-9 : Transfert de quasiparticules pour $eV = \Delta_1 + \Delta_2$.

Lorsque eV augmente encore après la somme des deux gaps, les densités d'état qui sont en correspondance ne varient plus et valent $n(0)$, densité d'état au niveau de Fermi pour un métal normal. Nous retrouvons alors le cas des métaux normaux avec $I = \sigma_N V$ (20). Attention cependant, cela ne veut pas dire que les matériaux ne sont plus supraconducteurs, mais plutôt que la caractéristique $I-V$ varie de la même façon que pour des métaux normaux puisque les densités d'états sont constantes. L'influence de la supraconductivité ne se fait plus sentir. L'allure du courant tunnel que nous venons de décrire appelé aussi courant de quasiparticules est représenté sur la figure I-10.

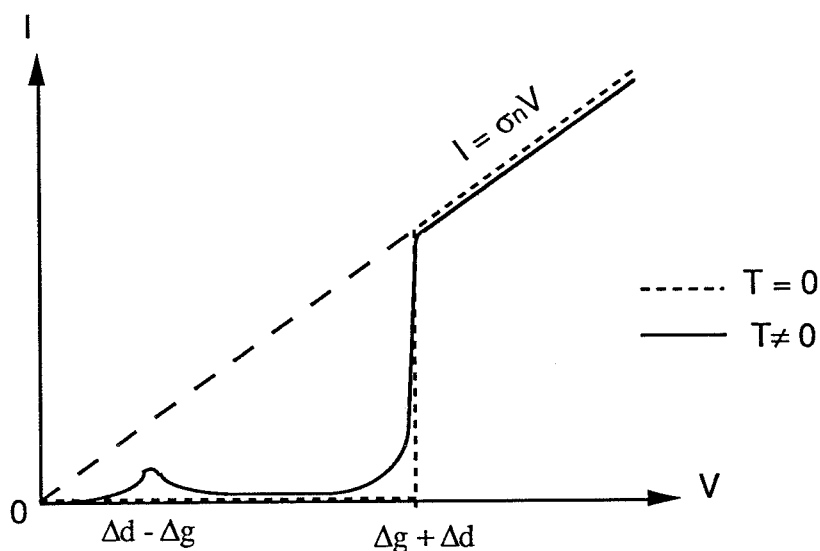
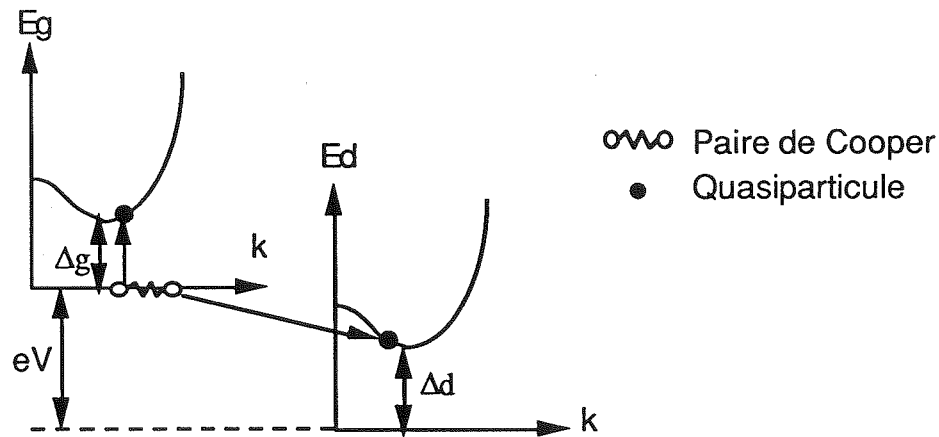
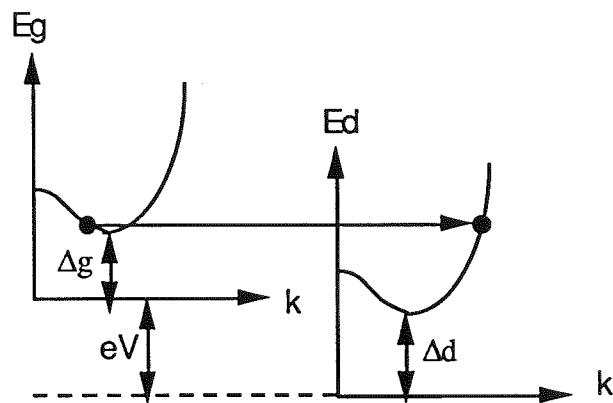


Figure I-10 : Allure théorique du courant de quasiparticules à $T = 0$ et à $T \neq 0$.

Pour plus de clarté, on peut résumer les deux types de transfert de quasiparticules que nous venons d'évoquer par la figure I-11 (Diagrammes d'énergie E en fonction du vecteur d'onde k) : Une première possibilité consiste à briser une paire de Cooper située près du niveau de Fermi; l'une des quasiparticules peut alors franchir le gap pendant que l'autre transite par effet tunnel lorsque $eV = \Delta_g + \Delta_d$ (courbe -a-). L'autre possibilité est la suivante: une paire de Cooper est excitée thermiquement et des quasiparticules franchissent le gap préférentiellement du côté gauche (gap le plus faible). Les quasiparticules ainsi excitées peuvent franchir la barrière quand $eV = \Delta_d - \Delta_g$ (courbe -b-).



-a-



-b-

Figure I-11 : Mécanismes de transfert de quasiparticules par effet tunnel à polarisation V constante. -a- Processus consistant à briser une paire de Cooper. -b- Effet tunnel direct avec des quasiparticules excitées thermiquement.

II -3 L'effet Josephson

II-3-1 Courant de paires (ou courant Josephson).

Des transferts de paires à travers la barrière peuvent aussi avoir lieu par effet tunnel. Ce courant de paires est aussi appelé courant Josephson, du nom de celui qui l'avait prédit en 1962. Pour retrouver les équations de Josephson, nous allons utiliser une image de "système à deux niveaux" qui a été introduite par R.Feynman en 1965. Considérons une jonction SIS du type de celle représentée sur

la figure I-6. ψ_d et ψ_g désignent respectivement la fonction d'onde des paires dans le supraconducteur de gauche et de droite. Nous avons vu auparavant que chaque supraconducteur pouvait être décrit par une fonction d'onde macroscopique. $|\psi|^2$ désigne la densité de paires ρ . Désignons par $|d\rangle$ ($|g\rangle$) le vecteur ket qui décrit l'état de base du supraconducteur de droite (gauche). On a :

$$\langle d | \psi_d^* \psi_d | d \rangle = |\psi_d|^2 = \rho_d$$

$$\langle g | \psi_g^* \psi_g | g \rangle = |\psi_g|^2 = \rho_g$$

Dans le cas du couplage faible entre deux supraconducteurs, des transitions entre $|d\rangle$ et $|g\rangle$ peuvent se produire. Le système est alors décrit par l'état :

$$|\psi\rangle = \psi_d |d\rangle + \psi_g |g\rangle$$

Ceci signifie que la particule peut être soit dans l'état $|d\rangle$ soit dans l'état $|g\rangle$ avec une amplitude de probabilité ψ_d ou ψ_g . L'évolution du système dans le temps est décrite par l'équation de Schrödinger:

$$j \hbar \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = H |\psi\rangle$$

L'hamiltonien H vaut $H = H_g + H_d + H_t$

où : H_g = hamiltonien non perturbé à gauche

H_d = hamiltonien non perturbé à droite

H_t = hamiltonien tunnel

On a : $H_g = E_g |g\rangle\langle g|$

$$H_d = E_d |d\rangle\langle d|$$

$$H_t = K[|g\rangle\langle d| + |d\rangle\langle g|]$$

K traduit l'interaction de couplage entre les deux supraconducteurs et dépend de la structure de la jonction. En l'absence de potentiel vecteur A , K peut être considéré comme réel. L'équation de Schrödinger s'écrit avec ces notations :

$$j \hbar \frac{\partial}{\partial t} (\psi_d |d\rangle + \psi_g |g\rangle) = [E_g |g\rangle\langle g| + E_d |d\rangle\langle d| + K(|g\rangle\langle d| + |d\rangle\langle g|)] (\psi_d |d\rangle + \psi_g |g\rangle)$$

Compte tenu que :

$$\langle g | d \rangle = \langle d | g \rangle = 0 \text{ et } \langle g | g \rangle = \langle d | d \rangle = 1 \text{ (relations d'orthogonalité et de normalisation),}$$

cette équation devient en projetant :

$$j \hbar \frac{\partial}{\partial t} (\psi_d | d \rangle + \psi_g | g \rangle) = E_d \psi_d | d \rangle + E_g \psi_g | g \rangle + K \psi_d | g \rangle + K \psi_g | d \rangle$$

En multipliant par $\langle d |$ et par $\langle g |$, on obtient les deux relations :

$$j \hbar \frac{\partial \psi_d}{\partial t} = E_d \psi_d + K \psi_g$$

$$j \hbar \frac{\partial \psi_g}{\partial t} = E_g \psi_g + K \psi_d$$

Dans un supraconducteur isolé, E vaut deux fois le potentiel chimique μ . Lorsque l'on applique une différence de potentiel V aux bornes de la jonction, les potentiels chimiques sont alors décalés de la quantité eV et par conséquent :

$$E_g - E_d = 2 eV$$

Le zéro des énergies est choisi de telle manière que $E_g = eV$ et $E_d = -eV$. Les deux équations précédentes deviennent alors :

$$j \hbar \frac{\partial \psi_d}{\partial t} = -eV \psi_d + K \psi_g$$

$$j \hbar \frac{\partial \psi_g}{\partial t} = eV \psi_g + K \psi_d$$

En écrivant ψ_g et ψ_d sous la forme $\psi_g = \rho_g^{1/2} e^{j\phi_g}$ et $\psi_d = \rho_d^{1/2} e^{j\phi_d}$, les parties réelles et imaginaires des deux équations précédentes peuvent être séparées pour donner les quatre équations suivantes (en posant $\phi_g - \phi_d = \phi$) :

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} = \frac{2}{\hbar} K \sqrt{\rho_g \rho_d} \sin \phi$$

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} = -\frac{2}{\hbar} K \sqrt{\rho_g \rho_d} \sin \phi$$

$$\frac{\partial \phi_g}{\partial t} = \frac{K}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_d}} \cos \phi + \frac{eV}{\hbar}$$

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial t} = \frac{K}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_d}} \cos \phi - \frac{eV}{\hbar}$$

La densité de courant de paires J (ou courant Josephson) est donné par :

$$J = \frac{\partial \rho_g}{\partial t} = - \frac{\partial \rho_d}{\partial t}$$

Il vient alors :

$$J(V) = J_1 \sin \varphi(V) \quad \text{avec :} \quad J_1 = \frac{2}{h} K \sqrt{\rho_g \rho_d} \quad (27)$$

J_1 est le courant Josephson ou courant critique de la jonction.

on a aussi : $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2eV}{h}$, soit : $\varphi(t) = \frac{2e}{h} \int V(t) dt + \varphi_0 \quad (28)$

- si $V = 0$, le courant Josephson vaut : $J(V=0) = J_1 \sin \varphi_0$

Il apparaît donc un courant aux bornes de la jonction même à tension de polarisation nulle.

C'est l'effet Josephson continu.

- Supposons qu'une tension V_0 constante est appliquée sur la jonction. Alors :

$$\varphi(t) = \varphi_0 + \frac{2eV_0}{h} t \quad \text{et} \quad J = J_1 \sin \left(\varphi_0 + \frac{2eV_0}{h} t \right)$$

Il apparaît un courant alternatif aux bornes de la jonction de fréquence ν telle que :

$$\nu = \frac{e}{\pi h} V_0 \quad \text{soit} \quad \frac{\nu}{V_0} = 483,6 \text{ MHz} / \mu\text{V}$$

C'est l'effet Josephson alternatif. Cet effet a été mis en évidence expérimentalement par Shapiro en 1963. Il a fait interagir le courant Josephson alternatif avec un signal micro-onde et a alors observé des marches de courant régulièrement espacées en tension (maintenant appelées "marches de Shapiro").

Ces marches apparaissent pour des tensions V_n telles que :

$$V_n = \frac{n h}{2e} \nu_0 \quad \text{avec } n = (\pm 1, \pm 2, \pm 3, \text{ etc...}) \text{ et } \nu_0 \text{ la fréquence du signal micro-onde appliqué.}$$

Le passage de paires à travers la barrière isolante peut être schématisé de la manière suivante (cf. Figure I-12) :

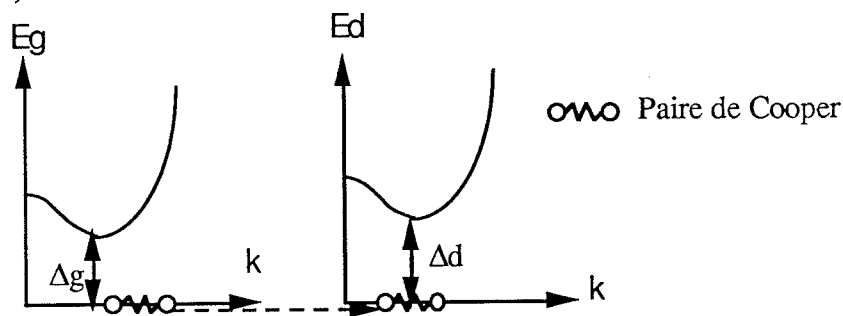


Figure I-12 : Transfert de paires de Cooper par effet tunnel à $V = 0$.

En 1962, Josephson a également montré que pour une jonction formée de deux supraconducteurs identiques dans l'approximation de BCS, le courant Josephson est relié à la résistance normale par la formule :

$$J_1 = \frac{\pi \Delta}{2e R_N} \quad (29)$$

Cette formule permet d'évaluer le courant Josephson d'une jonction et sa densité de courant critique qui est obtenu en divisant J_1 par la surface de la jonction. En effet, le courant Josephson est difficile à mesurer car il est très sensible aux fluctuations thermiques et au champ magnétique. Par contre, le gap et la résistance normale se mesurent aisément. Pour ma part, j'ai évalué les densités de courant de mes jonctions en mesurant uniquement le saut de courant au niveau de la tension de gap. L'inconvénient est que l'on surestime un peu les densités de courant.

II-3-2 Variation du courant Josephson J_1 avec le champ magnétique

Le courant Josephson varie avec le champ magnétique. Supposons la jonction rectangulaire, sa géométrie est précisée sur la figure I-12.

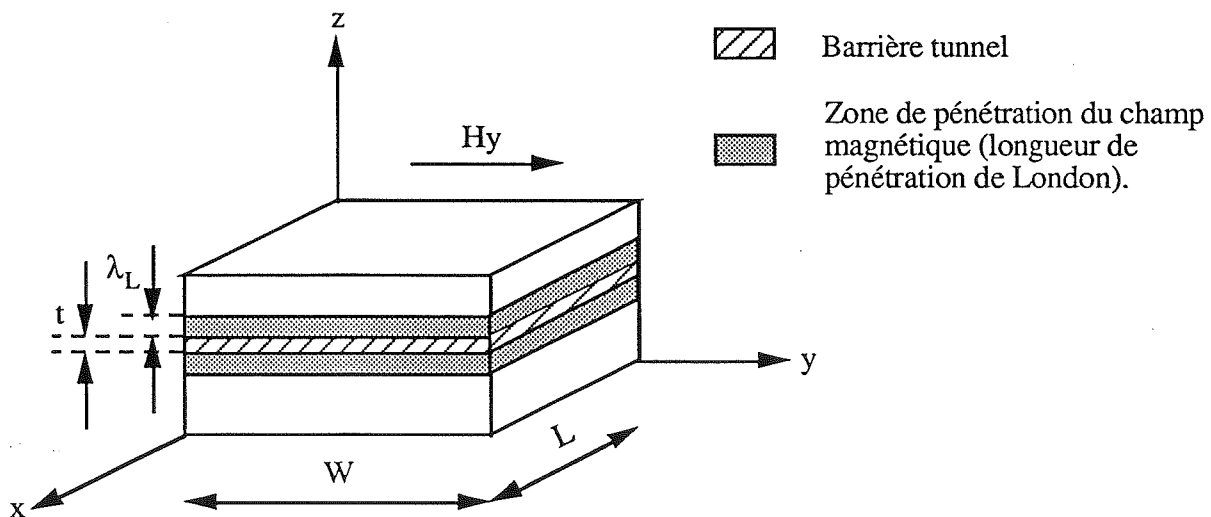


Figure I-12 : Jonction rectangulaire en présence d'un champ magnétique.

On trouve aussi bien théoriquement qu'expérimentalement que le courant Josephson varie selon la loi suivante :

$$J_1(\phi) = J_1(0) \left| \frac{\sin \pi \frac{\phi}{\phi_0}}{\pi \frac{\phi}{\phi_0}} \right| \quad \text{où} \quad \phi = H_y L d \quad \text{et} \quad \phi_0 = \frac{h}{2e} \quad (30)$$

ϕ est le flux magnétique à travers la jonction et ϕ_0 le quantum de flux. d désigne la largeur de la zone où le champ magnétique pénètre. On a donc :

$$d = t + \lambda_g + \lambda_d$$

avec : λ_g (λ_d) = longueur de pénétration de London à gauche (à droite)

t = épaisseur de la barrière isolante.

On obtient une loi en $\text{sinc}(\phi/\phi_0)$ analogue à la figure de diffraction d'une lumière cohérente à travers une fente (cf. Figure I-12).

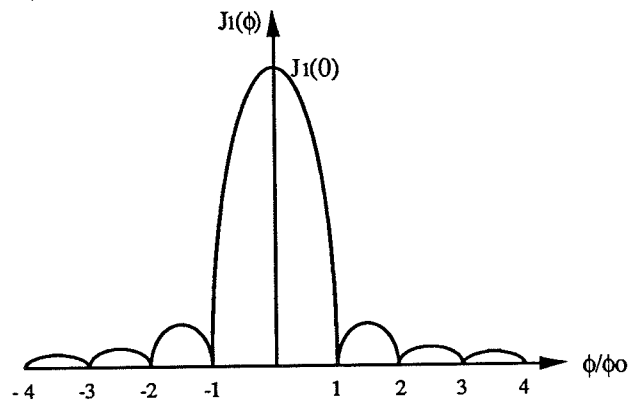


Figure I-12 : Variation du courant critique en fonction du flux magnétique

On en déduit que le courant Josephson J_1 s'annule pour $\phi = n \phi_0$. Cette propriété est très utile pour supprimer le courant Josephson qui est la source d'instabilités dans un mélangeur SIS submillimétrique. Il suffit alors pour annuler le courant Josephson d'appliquer un champ magnétique qui soit un multiple du quantum de flux .

III Le mélangeur SIS

Nous avons à présent tous les éléments pour comprendre la forme de la caractéristique dynamique (avec oscillateur local) de la jonction SIS. Je présenterai ensuite une vision très intuitive du mélange hétérodyne suivie par une théorie simplifiée du mélange quantique. Ceci a pour but de faire

sentir quelques résultats importants et quelques particularités du mélangeur SIS qui expliquent pourquoi les performances de ceux-ci peuvent être excellentes. Je conclurai cette étude par les limitations du mélangeur SIS.

III-1 Caractéristique I-V d'une jonction en présence d'un oscillateur local (effet tunnel photoassisté).

Nous avons vu en introduction que le mélangeur SIS réalisait un mélange de type hétérodyne, ce qui nécessite la présence d'un Oscillateur Local (OL) pour effectuer un battement avec la fréquence signal. Lorsque la jonction SIS est irradiée par un champ électromagnétique (oscillateur local), les quasiparticules peuvent interagir avec les photons de ce champ. L'effet tunnel assisté par n photons de pulsation ω est possible si :

$$eV > \Delta_g + \Delta_d - n\hbar\omega$$

Le processus de transfert d'électrons mis en jeu est illustré figure I-13 par un diagramme de bande de type semi-conducteur. D'après l'expression précédente, il existe une tension de seuil V_n pour que ce processus puisse avoir lieu :

$$V_n = \frac{\Delta_g + \Delta_d}{e} - \frac{n\hbar\omega}{e}$$

Ceci correspond à l'absorption de n photons.

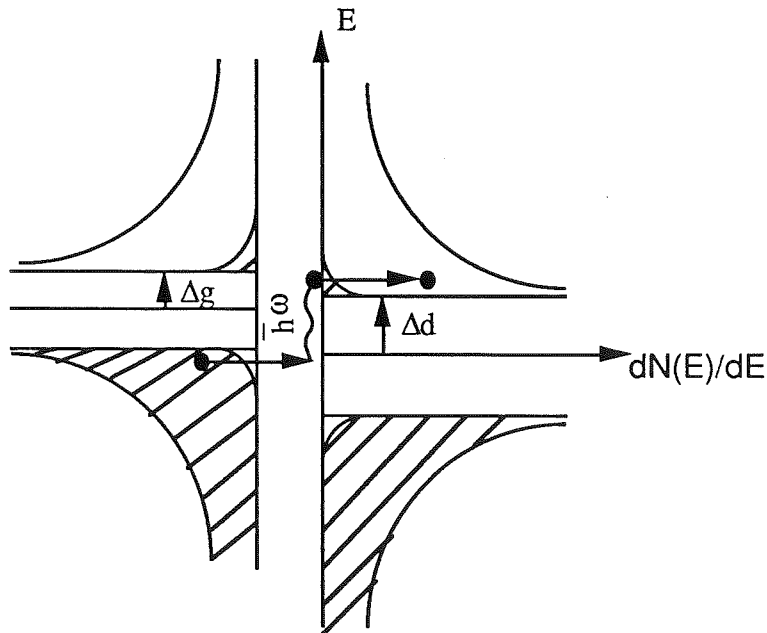


Figure I-13 : Effet tunnel photo-assisté

La figure I-14 montre la caractéristique I-V de la jonction lorsque l'oscillateur local est présent. La caractéristique I-V statique (sans oscillateur local) est également portée sur cette figure. Lorsque la tension V dépasse la tension de gap $\frac{\Delta g + \Delta d}{e}$, ce n'est plus une absorption de photons mais au contraire une émission de photons. Dans le cas de l'absorption de photons, les brusques remontées de courant sont, en fait, une sorte de reproduction du coude de la caractéristique statique. La hauteur de ces marches par rapport à la caractéristique statique est liée à la probabilité pour que le processus d'absorption se produise. Cette probabilité décroît quand le nombre de photons n mis en jeu augmente, ce qui paraît assez intuitif. Par conséquent, les marches sont de plus en plus proches de la caractéristique I-V statique et de moins en moins visibles au fur et à mesure que l'on s'éloigne du gap (ie. que n augmente). Cette structure en "marches d'escalier" n'est visible que lorsque $\hbar\omega$ et $\Delta g + \Delta d$ sont du même ordre de grandeur (définition du mélange quantique). Comme $\frac{\Delta g + \Delta d}{e}$ est de l'ordre du millivolt, ce type de comportement quantique est observé dans le domaine des ondes millimétriques et submillimétriques ($\hbar\omega/e = 0,41$ mV à 100 GHz).

On notera que dans le cas de l'absorption de photons ($V < \frac{\Delta g + \Delta d}{e}$), le courant avec oscillateur local est supérieur au courant de la caractéristique statique et, inversement, dans le cas de l'émission de photons. Ceci s'interprète très simplement en considérant que l'énergie du système total (jonction + photons) se conserve, donc s'il y a absorption de photons, la jonction capte de l'énergie ce qui fait augmenter le courant. A l'inverse, si la jonction émet un photon, elle perd de l'énergie et le courant diminue par rapport à la caractéristique statique.

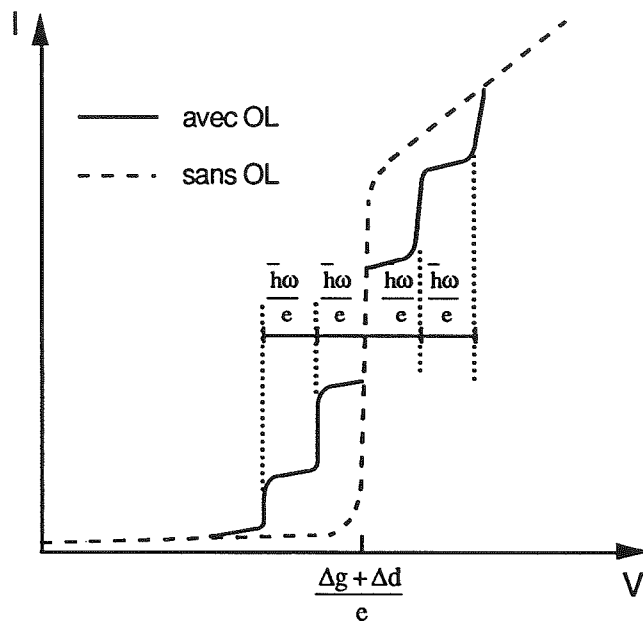


Figure I-14 : Caractéristique I-V sans et avec oscillateur local.

Ces quelques considérations de bon sens ne peuvent pourtant pas tout interpréter. En particulier, il est difficile de montrer simplement que la hauteur des marches est fonction de la puissance de l'oscillateur local

III-2 Vision intuitive du mélange hétérodyne.

Cette vision, même si elle est très simpliste, permet de comprendre aisément pourquoi un élément non-linéaire est nécessaire pour que le mélange puisse avoir lieu. La figure I-15 montre une telle caractéristique :

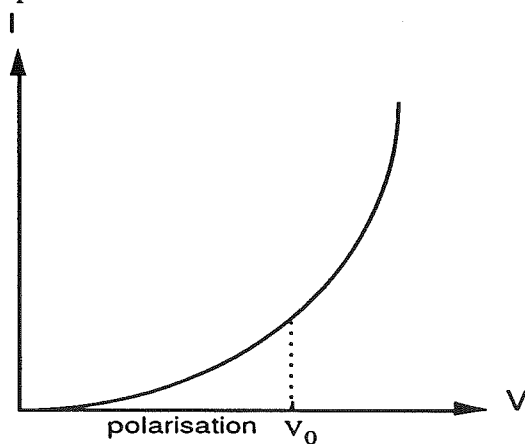


Figure I-15 : Caractéristique I-V d'un élément non-linéaire.

La tension V_0 est la tension de polarisation de la jonction. La détection d'un signal aux bornes de la jonction et la présence d'un oscillateur local auront pour effet de moduler la tension autour de V_0 d'une valeur δV faible. Si on développe $I=f(V)$ en série de Taylor au voisinage de la tension de polarisation, on a :

$$I(V_0 + \delta V) = I(V_0) + \frac{dI}{dV} \delta V + \frac{1}{2} \frac{d^2I}{dV^2} (\delta V)^2 + \dots$$

Avec un signal de pulsation ω_s et un oscillateur local de pulsation ω_{OL} , δV est de la forme :

$$\delta V = A \cos \omega_s t + B \cos \omega_{OL} t$$

Le terme en $(\delta V)^2$ fait apparaître $\cos(\omega_s - \omega_{OL})t$, c'est à dire la fréquence intermédiaire FI :

$$FI = \frac{1}{2\pi} |\omega_s - \omega_{OL}|$$

Les autres termes sont en $\omega_s + \omega_{OL}$, $2\omega_s$ et $2\omega_{OL}$. Ce sont donc des fréquences beaucoup plus grandes que la fréquence FI puisque le signal et l'oscillateur local ont des fréquences très proches. Il apparaît également des harmoniques d'ordre supérieur. Toutes ces fréquences au-dessus de la fréquence FI sont filtrées par un filtre microonde passe-bas, directement intégré sur le substrat de quartz où est fabriqué la jonction, de sorte que seule la fréquence FI est conservée. Alors que le signal est à fréquence très importante (supérieure à 100 GHz), la Fréquence Intermédiaire est beaucoup plus faible (de l'ordre du GHz) donc plus facile à amplifier et à exploiter.

Lorsque la caractéristique I-V est linéaire, $\frac{d^2I}{dV^2} = 0$ et la fréquence FI n'apparaît pas. Une caractéristique I-V non- linéaire est donc indispensable pour que le mélange puisse se faire.

III-3 Théorie simplifiée du mélange quantique

III-3-1 Hypothèses

Cette théorie simplifiée a été publiée par Tucker et Feldman en 1985 [5]. Elle permet de comprendre à peu de frais les points importants des mélangeurs SIS et de prédire les performances en gain de conversion uniquement à partir de la caractéristique I-V statique. Le mélange est dit quantique quand la largeur des marches lors de l'effet tunnel photo-assisté est du même ordre de grandeur que le

gap de la jonction. Tucker et Feldman se sont placés dans le cas où la fréquence FI est très petite par rapport à la fréquence signal. Cette condition est en général réalisée dans la plupart des mélangeurs SIS. Dans ce cas :

- la jonction voit le même circuit RF aux fréquences signal, OL et image.
- le signal incident peut être considéré comme une variation différentielle du signal d'OL.

On suppose également que la jonction voit le même circuit équivalent aux fréquences DC et FI de sorte que le signal FI puisse être considéré comme une petite variation différentielle du courant et de la tension DC.

Le circuit équivalent vu par la jonction (en DC et RF) est représenté par la figure I-16 :

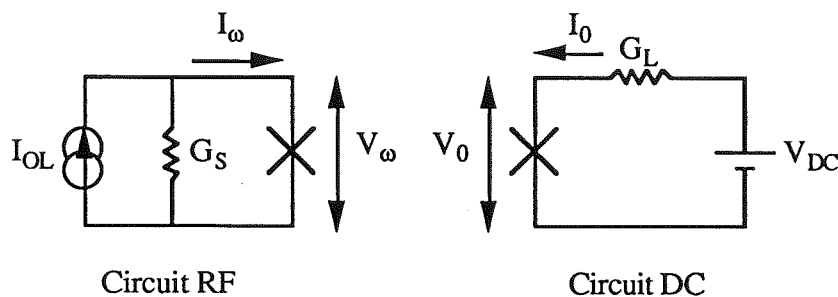


Figure I-16 : Circuits équivalents en DC et RF vus par la jonction.

L'oscillateur local est représenté par une source de courant I_{OL} et une conductance de source G_S . Le circuit de polarisation DC est représenté par une source de tension idéale V_{DC} en série avec une conductance de charge G_L . La figure I-16 suppose implicitement qu'aux bornes de la jonction, il n'apparaît pas de tension aux fréquences harmoniques et que le circuit environnant est purement résistif.

Tout ceci est justifié par les arguments suivants :

- la capacité importante des jonctions permet de court-circuiter les harmoniques qui se développent à ses bornes.
- lorsque l'adaptation d'impédance est réalisée, on présente à la jonction une impédance conjuguée à la fréquence OL, de sorte que le circuit équivalent en RF est purement résistif.

Ces approximations sont vérifiées pour la plupart des mélangeurs SIS. Elles permettent d'obtenir rapidement certains résultats qui seraient trop longs à démontrer par une théorie complète du mélange quantique.

III-3-2 Quelques résultats physiques de ce modèle.

Dans le cadre des hypothèses précédentes, la jonction est soumise au potentiel suivant :

$$V(t) = V_0 + V_\omega \cos \omega t \quad (31)$$

V_0 = tension de polarisation DC

V_ω = amplitude de l'oscillateur local

ω = pulsation de l'OL

V_0 et V_ω sont traités comme des variables indépendantes. Par contre, les composantes du courant I_0 et I_ω passant à travers la jonction sont considérées comme des variables dépendantes :

$$I_0 = I_0(V_0, V_\omega)$$

$$I_\omega = I_\omega(V_0, V_\omega)$$

On définit alors les conductances différentielles par les formules suivantes :

$$G_{00} = \frac{\partial I_0}{\partial V_0} \quad G_{0\omega} = \frac{\partial I_0}{\partial V_\omega}$$

$$G_{\omega 0} = \frac{\partial I_\omega}{\partial V_0} \quad G_{\omega\omega} = \frac{\partial I_\omega}{\partial V_\omega}$$

Avec ces notations, il vient :

$$dI_0 = G_{00} dV_0 + G_{0\omega} dV_\omega \quad (32)$$

$$dI_\omega = G_{\omega 0} dV_0 + G_{\omega\omega} dV_\omega \quad (33)$$

Or, d'après la figure I-16 (circuit RF) :

$$I_{OL} = G_S V_\omega + I_\omega(V_0, V_\omega) \quad \text{d'où :}$$

$$dI_{OL} = G_S dV_\omega + \frac{\partial I_\omega}{\partial V_\omega} dV_\omega + \frac{\partial I_\omega}{\partial V_0} dV_0 \quad \text{soit:}$$

$$dI_{OL} = (G_S + G_{\omega\omega}) dV_\omega + G_{\omega 0} dV_0 \quad (34)$$

Si la puissance d'oscillateur local est constante, $dI_{OL} = 0$, et :

$$\left. \frac{dV_{\omega}}{dV_0} \right|_{P_{OL}} = - \frac{G_{\omega 0}}{G_S + G_{\omega \omega}} \quad (35)$$

En général, $G_{\omega 0}$ est positif, donc une augmentation de la tension de polarisation entraîne une diminution de l'amplitude d'oscillateur local. En reportant (35) dans (32), on obtient l'expression de la conductivité différentielle continue G_L^0 :

$$G_L^0 \equiv \left. \frac{dI_0}{dV_0} \right|_{P_{OL}} = G_{00} - \frac{G_{0\omega} G_{\omega 0}}{G_S + G_{\omega \omega}} \quad (36)$$

La pente G_L^0 de la caractéristique dynamique est positive quelle que soit la valeur de la conductance de source lorsque :

$$G_{00} G_{\omega \omega} - G_{0\omega} G_{\omega 0} > 0 \quad (37)$$

Toujours d'après la figure I-16, V_{DC} s'exprime de la manière suivante :

$$V_{DC} = G_L^{-1} I_0 + V_0$$

Comme la source de tension V_{DC} est constante, $dV_{DC} = 0$, ce qui conduit à :

$$\left. \frac{dV_0}{dV_{\omega}} \right|_{V_{DC}} = - \frac{G_{0\omega}}{G_L + G_{00}} \quad (38)$$

D'après les hypothèses, nous avons constaté que le signal incident était une petite variation du signal d'oscillateur local. A V_{DC} constant, le courant signal peut s'écrire (en utilisant (34) et (38)) :

$$I_{sig} = dI_{OL} \Big|_{V_{DC}} = \left\{ G_S + G_{\omega \omega} - \frac{G_{0\omega} G_{\omega 0}}{G_L + G_{00}} \right\} dV_{\omega} \quad (39)$$

Ce signal a pour effet de produire une petite modulation du courant continu I_0 qui correspond au signal FI d'après les hypothèses :

$$I_{FI} = dI_0 \Big|_{V_{DC}} = - G_L dV_0 \Big|_{V_{DC}} = \frac{G_L G_{0\omega}}{G_L + G_{00}} dV_{\omega} \quad (40)$$

Toute cette démarche nous permet de calculer le gain en conversion L^{-1} du mélangeur (L désigne alors les pertes en conversion du mélangeur). Par définition :

$$L^{-1} = \frac{\text{puissance FI délivrée dans la résistance de charge}}{\text{puissance totale disponible du signal RF incident}}$$

L^{-1} peut s'écrire :

$$L^{-1} (V_{DC}, P_{OL}, G_S, G_L) = \frac{I_{FI}^2 / 2 G_L}{I_{sig}^2 / 8 G_S}$$

D'après (39) et (40) :

$$L^{-1} = 4 G_S G_L \left(\frac{G_{0\omega}}{(G_{00} + G_L)(G_{\omega\omega} + G_S) - G_{0\omega} G_{\omega 0}} \right)^2$$

et d'après (36) :

$$L^{-1} = \frac{G_S G_{0\omega}^2}{(G_{\omega\omega} + G_S)^2} \frac{4 G_L}{(G_L + G_L^0)^2} \quad (41)$$

On peut aisément montrer que L^{-1} est maximum lorsque $G_L = |G_L^0|$, c'est à dire pour une charge adaptée. On retrouve ainsi le résultat classique de l'adaptation d'un générateur à sa charge. Il est d'usage de réécrire ces équations avec les paramètres suivants sans dimension :

$$L_0 \equiv \frac{G_{\omega 0}}{G_{0\omega}} \quad \eta \equiv \frac{G_{0\omega} G_{\omega 0}}{G_{00} G_{\omega\omega}}$$

$$g_S \equiv \frac{G_S}{G_{\omega\omega}} \quad G_L \equiv \frac{G_L}{G_{00}}$$

Alors l'inégalité (37) se résume à : $\eta < 1$

Le gain en conversion devient avec ces nouvelles notations :

$$L^{-1} (V_{DC}, P_{OL}, G_S, G_L) = L_0^{-1} \frac{\eta g_S}{(1 + g_S)^2} \frac{4 g_L}{(g_L + g_L^0)^2} \quad (42)$$

avec la conductance normalisée g_L^0 :

$$g_L^0 \equiv \frac{G_L^0}{G_{00}} = 1 - \frac{\eta}{1 + g_S} \quad (43)$$

Le maximum de gain en conversion est obtenu pour une charge adaptée $G_L = |G_L^0|$.

premier cas : g_L^0 est positif.

Le gain en conversion s'écrit alors :

$$L_{\text{charge adapté}}^{-1}(V_{DC}, P_{OL}, G_S) = L_0^{-1} \frac{\eta g_s}{(1 + g_s)(1 + g_s - \eta)} \quad (44)$$

Cette formule montre que $L_{\text{charge adapté}}^{-1}$ dépend de manière très importante de la non-linéarité de la caractéristique I-V de la jonction par l'intermédiaire du paramètre η qui caractérise cette non-linéarité. Lorsque la caractéristique I-V est linéaire, $\eta = 0$ et $L^{-1} = 0$; il n'y a pas de gain en conversion donc pas de mélange. Une non-linéarité est obligatoire pour que le mélange puisse avoir lieu, ce qui avait déjà été trouvé au paragraphe III-2. Plus cette non-linéarité est marquée, plus η est grand et plus le gain en conversion L^{-1} augmente.

deuxième cas : g_L^0 est négatif.

Ceci revient à dire que la caractéristique dynamique présente une résistance dynamique négative au point de polarisation. Dans ce cas, le gain en conversion est théoriquement infini lorsque la charge est adaptée, ce qui est très dangereux en raison du risque d'oscillation que cela implique.

Une des caractéristiques fondamentales du mélange quantique décrit ici est que le gain en conversion n'a théoriquement pas de limite et peut, en tout cas, être supérieur à 1.

Différence entre mélange classique et mélange quantique :

Dans le cas du mélange classique (par exemple pour un mélangeur Schottky), Tucker et Feldman [5] indiquent que :

$$\eta \approx 1 - \frac{1}{2(eV_\omega/kT)^2} \quad \text{pour } eV_\omega \gg kT$$

On en déduit immédiatement que : $0 \leq \eta < 1$

η atteint asymptotiquement la valeur de 1 quand l'amplitude d'oscillateur local devient très supérieure à $\frac{kT}{e}$. Dans ce cas ($\eta = 1$), les mélangeurs Schottky ont un gain en conversion obligatoirement

inférieur à 0,5. Un calcul plus poussé montrerait que cette limitation correspond à un gain DSB, le gain SSB étant théoriquement limité à 1.

Dans le cas du mélange quantique (pour un mélangeur SIS), on considère que la réponse de l'élément linéaire n'est pas instantanée. Les expressions de $I_0 = I_0(V_0, V_\omega)$ et de $I_\omega = I_\omega(V_0, V_\omega)$ figurent dans la théorie de l'effet tunnel photoassisté et sont reportées dans Tucker et Feldman [5]:

$$I_0(V_0, V_\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(eV_\omega/\hbar\omega) I_{DC}(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

$$I_\omega(V_0, V_\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(eV_\omega/\hbar\omega) \left[J_{n+1}(eV_\omega/\hbar\omega) + J_{n-1}(eV_\omega/\hbar\omega) \right] I_{DC}(V_0 + n\hbar\omega/e)$$

J_n désigne la fonction de Bessel d'ordre n .

Il est alors aisé d'obtenir par dérivation les équations de G_{00} , $G_{\omega 0}$, $G_{0\omega}$ et $G_{\omega\omega}$ puis la valeur de L^{-1} . De tout ceci, il faut retenir que L^{-1} peut se déduire entièrement de la caractéristique I-V statique. L^{-1} dépend de la puissance d'oscillateur local par le paramètre $eV_\omega/\hbar\omega$.

Dans ce cas, on peut montrer par simulation numérique que η peut être supérieur à 1, ce qui n'apparaît pas de manière évidente dans les équations. Alors (43) montre qu'il existe des valeurs de la conductance de source pour lesquelles g_L^0 est négatif, le gain étant alors infini pour une charge adaptée; il suffit en effet que :

$$g_S < \eta - 1$$

Ceci est possible, car $\eta > 1$ ce qui n'est pas en contradiction avec le fait que g_S soit positif (voir hypothèses). Il en résulte que dans le cas du mélange quantique, le gain en conversion n'a pas de limite théorique, ce qui explique les grandes performances des mélangeurs SIS qui approchent la limite du bruit quantique.

Un cas particulier intéressant est de prendre $G_L^0 \ll 1$, c'est à dire que la résistance dynamique est très grande. Alors pour $G_L^0 \approx 0$, l'égalité (43) donne : $\eta \approx 1 + g_S$ et avec $g_L^0 \approx 0$, l'égalité (42) devient :

$$L^{-1} \approx L_0^{-1} \frac{4 g_s}{1 + g_s} \frac{1}{g_L} \quad (45)$$

Dans ces conditions, le gain en conversion est une fonction linéaire croissante de l'impédance de charge $\frac{1}{g_L}$. L^{-1} est maximum pour une charge adaptée, c'est à dire $g_L = g_L^0$. Dans ce cas, le gain est une fonction linéaire croissante de la résistance dynamique $R_D = (G_L^0)^{-1}$.

La valeur de g_s doit obéir à un compromis :

- elle ne doit pas être trop grande de manière à minimiser g_L^0 (d'après (43)) et obtenir éventuellement un gain en conversion supérieur à 1.
- elle ne doit pas être trop petite car L^{-1} serait faible d'après (45). Tucker et Feldman [5] indiquent que l'optimum est obtenu pour g_s légèrement inférieur à 1.

Cette théorie simplifiée nous a permis de comprendre comment il est possible de calculer le gain en conversion du mélangeur à partir de la caractéristique statique, dans l'approximation où la fréquence FI est très petite devant la fréquence du signal. Nous avons vu que le gain en conversion n'avait pas de limite théorique dans le cas d'un mélangeur SIS qui fonctionne en régime quantique (au contraire du mélange classique avec un récepteur Schottky). Ceci explique que les mélangeurs SIS puissent approcher la limite du bruit quantique. De plus, cette théorie fait également sentir l'influence de paramètres comme l'impédance de charge et l'impédance de source. Une théorie plus complète de l'effet tunnel photo-assisté serait trop complexe pour être développée dans le cadre de cette thèse.

III-4 Les limitations du mélangeur SIS.

Les mélangeurs SIS ont un certain nombre de limitations. Les paramètres de la jonction peuvent être judicieusement choisis selon un certain nombre de critères avant de commencer toute expérience. Nous allons essayer de répondre succinctement à toutes ces questions pour clore ce chapitre concernant la jonction SIS.

III-4-1 Limite en bruit

La limite la plus fondamentale est la limite quantique. Le résultat peut se retrouver très simplement. Le récepteur peut être imaginé comme un compteur de photons. Soit Δf la bande passante. Elle correspond en réalité à un temps effectif de comptage égal à $1/\Delta f$. La détection d'un photon pendant ce temps représente un signal de puissance $\hbar \omega \Delta f$ (ω désigne ici la fréquence de travail du récepteur). La précision avec laquelle on est capable de déterminer la puissance du signal est donc $\hbar \omega \Delta f / 2$, cette incertitude étant un effet quantique.

Ce bruit quantique se traduit par une température de bruit $T_{\text{quantique}}$ de :

$k T_{\text{quantique}} \Delta f = \hbar \omega \Delta f / 2$ (k désigne la constante de Boltzmann), soit :

$$T_{\text{quantique}} = \frac{\hbar \omega}{2k} \quad (46)$$

Cette limite quantique devient non négligeable en ondes submillimétriques puisqu'elle est de l'ordre de 20 K à 400 GHz. En général, les récepteurs SIS ont une température de bruit relativement plus grande mais ce sont les récepteurs qui se rapprochent le plus de cette limite.

III-4-2 Paramètres optimums et limite en fréquence

Tucker et Feldman [5], basant leur argumentation sur des critères expérimentaux, ont suggéré que:

$$\omega_{OL} R_N C \approx 4$$

C désigne ici la capacité de la jonction ou du réseau de jonctions. La fréquence d'oscillateur local est fixée, et R_N doit rester de l'ordre de 50-60 Ω pour éviter des pertes en conversion trop importantes dues à une désadaptation RF. Ceci fixe la capacité optimale que doit avoir la jonction, donc sa surface. Généralement, on estime que la capacité par unité de surface des jonctions en Nb/Al-Ox/Nb vaut environ 60 fF/ μm^2 . Pour donner un ordre de grandeur, les jonctions à 380 GHz qui satisfont à ce critère ont une surface de 0,5 μm^2 environ. Une des manières de parvenir à cette très petite surface est

de mettre les jonctions en série, ce qui diminue la capacité du réseau et revient à une jonction unique de surface effective plus faible. C'est pourquoi nous avons dû mettre deux jonctions de $1\mu\text{m}^2$ chacune en série pour fonctionner à 380 GHz.

La limite en fréquence des récepteurs SIS est actuellement très controversée et je ne rentrerai pas dans la polémique en innovant sur ce sujet. Généralement, on admet que les récepteurs SIS ne peuvent pas dépasser deux fois la fréquence de gap (qui vaut $\frac{2\Delta}{h}$).

III-4-3 Saturation du mélangeur

Il est possible de saturer un mélangeur en lui présentant en entrée un signal RF trop important. A ce sujet, je me bornerai juste à donner le résultat important suivant : la puissance de saturation varie comme le carré du nombre de jonctions en série. Ceci plaide donc en faveur des réseaux de jonctions en série.

Bibliographie

- [1] H.Kamerlingh Onnes (1911), Leiden Comm. 122b, 124c.
- [2] C. Kittel, "Introduction à la physique de l'état solide", Supraconductivité, chapitre 12, compléments K et L, troisième édition, éd. Dunod .
- [3] H. Kamerlingh Onnes, Akad. van Wetenschappen (Amsterdam), 14, 113, 818 (1911) .
- [4] D.N.Langenberg, D.J.Scalapino, B.N.Taylor, "The Josephson effects", Scientific American, Vol. 214, p.30, May 1966.
- [5] J.R.Tucker, M.J.Feldman, "Quantum detection at millimeter wavelengths", Reviews of Modern Physics, Vol.57, No.4, Oct. 1985.
- [6] J.Nicol, S.Shapiro, P.H.Smith, "Direct measurement of the superconducting energy gap", Phys. Rev. Lett., Vol.5, No.10, Nov. 15, 1960.
- [7] Feynman, Leighton, Sands, "Le cours de physique de Feynman", paragraphe 21-9 La jonction Josephson, p.463, Tome 3 Mécanique Quantique, ed. Interéditions.
- [8] C.Cohen-Tannoudji, B.Diu, F.Laloë, Mécanique Quantique Tome I, Edition revue 1977, éd. Hermann.
- [9] C.Letrou, "Réalisation d'un récepteur SIS à 110 GHz", Thèse de docteur ingénieur, Université de Paris-Sud, Septembre 1985.
- [10] D.G.Crété, "Etude hyperfréquence d'un mélangeur à quasiparticules à 35 GHz", thèse de troisième cycle, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), Juillet 1984.
- [11] A.Barone, G.Paterno, "Physics and Applications of the Josephson Effect", Wiley-Interscience publication, 1982.
- [12] P.Feautrier, "Fabrication et tests de jonctions supraconductrices de petite taille à effet tunnel", DEA de Microélectronique, Université Joseph Fourier, Grenoble, rapport de stage Mars/Aôut 1988.
- [13] E.Tong Cheuk-yu, "Développement d'un récepteur millimétrique à base d'une structure diélectrique incorporant une jonction supraconductrice", Thèse de l'Université J.Fourier-Grenoble I, 28 Octobre 1988.

Chapitre II

Chapitre II

Description de l'instrumentation utilisée

Les technologies utilisées pour la fabrication des jonctions SIS sont de type relativement classique et utilisent en fait largement l'instrumentation de la microélectronique. On peut distinguer trois types d'appareillage que nous allons décrire ensuite :

- les appareils d'insolation des résines (photo ou électrosensibles) qui permettent de répliquer des masques sur une couche de résine qui servira elle-même de masque lors des étapes de gravure ou de dépôt.
- les appareils de dépôt sous vide.
- les appareils de gravure sous vide.

I Les appareils de dépôt sous vide

Comme leur nom l'indique, ces appareils permettent le dépôt de couches minces appelées en microélectronique "films" sur un disque appelé "substrat". Les matériaux peuvent être très divers : métaux, isolants, semiconducteurs, supraconducteurs, etc... Il existe plusieurs types de dépôt, chacun étant plus adapté qu'un autre pour un matériau donné. Tous ces appareils nécessitent un vide plus ou moins poussé selon le type de dépôt. Ce terme "vide" est d'ailleurs quelque peu impropre, puisque certains de ces dépôts se font, en fait, sous atmosphère gazeuse, mais toujours à une pression inférieure à la pression atmosphérique. Nous utilisons ici deux types de dépôt : l'évaporation sous vide et la pulvérisation cathodique.

Note :

Conversion entre les différentes unités de pression utilisées dans les techniques du vide :

$$1 \text{ mbar} = 100 \text{ Pa} = 0,75 \text{ Torr}$$

I-1 Evaporation sous vide

I-1-1 Principe

Le matériau à déposer est placé dans un creuset muni d'un système de chauffage. Le substrat est placé face au creuset qui contient le matériau qui constitue la source d'évaporation. L'ensemble est placé dans une enceinte à vide raccordée à un groupe de pompage permettant d'abaisser la pression à une valeur inférieure à 10^{-4} mbar. Lorsque le vide est atteint, on chauffe le creuset jusqu'à évaporation du matériau. On récupère cette vapeur par condensation sur le substrat qui forme ainsi une couche mince. Son épaisseur est fonction de la vitesse de dépôt qui dépend du matériau et de la température du creuset et est également proportionnelle au temps d'évaporation. La mesure de celle-ci se fait in situ pendant le dépôt grâce à un mesureur d'épaisseur à quartz piezo-électrique (la vitesse de dépôt n'étant pas suffisamment reproductible pour se fier uniquement au temps d'évaporation). Le principe est basé sur la mesure de la fréquence d'oscillation du quartz alors que l'on dépose sur l'une de ses faces. Ainsi, la masse m du quartz augmente de Δm et la fréquence f varie de la valeur Δf tel que:

$$2 \Delta f/f = \Delta m/m$$

Cette fréquence dépend également, dans une moindre mesure, de l'impédance acoustique du matériau. Pratiquement, il suffit d'entrer les valeurs de la densité et de l'impédance acoustique du matériau à déposer dans les paramètres du mesureur d'épaisseur, et ce dernier donne directement l'épaisseur et la vitesse de dépôt. Lorsque l'épaisseur désirée est atteinte, un obturateur appelé "cache" masque le creuset et arrête l'évaporation.

I-1-2 Mécanisme physique

Dans la phase condensée, solide ou liquide, les atomes sont liés entre eux par des forces électrostatiques; ils sont animés de mouvements oscillatoires dont l'énergie dépend de leur température. Lorsque l'énergie d'oscillation dépasse l'énergie de liaison des atomes entre eux, ceux

qui sont à la surface peuvent s'échapper. Cette théorie ne s'applique qu'aux liquides qui s'évaporent sous la forme d'un gaz monoatomique; c'est le cas des métaux fondus.

Les atomes constituant des molécules s'échappent de la surface évaporante dans toutes les directions. Dans le cas des creusets, la source émet préférentiellement dans le sens de la normale à sa surface. Le vide dans l'enceinte n'est pas absolu. La nature et la pression des gaz résiduels jouent un rôle prépondérant dans la qualité des couches déposées. En effet, le libre parcours moyen d'une molécule qui s'évapore est inversement proportionnel à la pression du gaz. Pour l'air à 20 °C, on obtient :

à 10^{-6} mbar, $d = 5000$ cm

à 10^{-4} mbar, $d = 50$ cm

à 10^{-2} mbar, $d = 0,5$ cm

A l'heure actuelle et pour les machines que nous utilisons au laboratoire, on atteint aisément 10^{-6} mbar. Avec ces pressions, les molécules évaporées vont directement de la source au substrat. De bonnes conditions d'évaporation nécessitent :

- une très basse pression de gaz résiduel,
- une température élevée permettant une grande vitesse de dépôt.

Les molécules évaporées arrivent à la surface du substrat avec une énergie cinétique faible. Elles vont échanger cette énergie avec le substrat avant de se fixer. C'est la phase de coalescence qui chauffe le substrat. Comme le substrat reste beaucoup plus froid que la source, il y a condensation des molécules qui s'évaporent du creuset; ces molécules se fixent sur des sites de nucléation. Ce sont des points de surface qui présentent une plus grande force d'attraction (défauts cristallins, impuretés). Ces points forment des îlots de croissance qui s'étendent de plus en plus pour finir par former un film continu à partir d'une certaine épaisseur (de l'ordre de 10nm).

Les possibilités de dépôt d'un matériau par évaporation dépendent de son aptitude à s'évaporer, c'est à dire de sa pression de vapeur pour une température donnée. Plus on élève la température, plus on élève la pression de vapeur et par conséquent la vitesse de dépôt. Cette pression de vapeur est comprise entre 10^{-2} mbar et 1 mbar. Tout ceci dépend donc de la température de fusion du matériau.

Les avantages de l'évaporation sont :

- le faible coût et la facilité de mise en oeuvre.
- la faible énergie cinétique et la directionnalité des atomes émis par la source d'évaporation qui n'endommagent pas les couches de résine photosensible et permettent la définition aisée d'un motif à travers un masque de résine.
- les pressions très basses garantissent une grande pureté des couches.

Par contre, les principaux inconvénients sont :

- l'impossibilité d'évaporer les matériaux à haute température de fusion. Par exemple le Niobium, matériau dit réfractaire, ne peut être évaporé ainsi dans de bonnes conditions.
- l'impossibilité d'évaporer des alliages dont les tensions de vapeur sont trop différentes. Dans ce cas, les constituants de l'alliage s'évaporent séparément (loi de Raoult).
- une faible adhérence des couches évaporées sur le substrat due à la faible énergie cinétique des molécules. C'est pourquoi l'utilisation de couches d'accrochage est très courante en évaporation.

Le principe de l'évaporation est donné sur la figure II-1 :

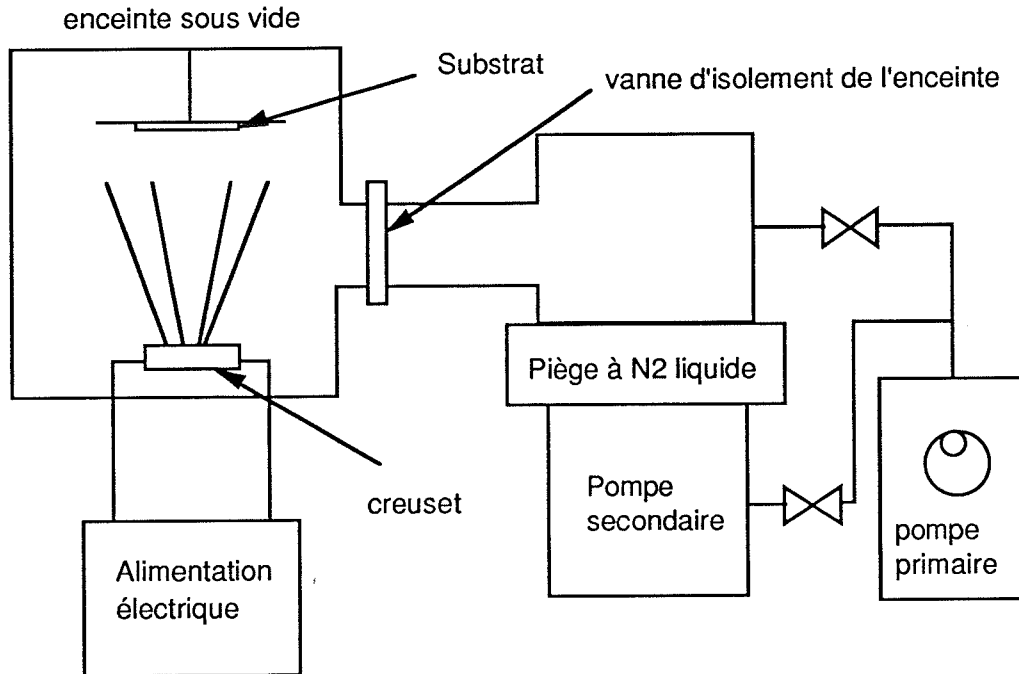


Figure II-1 : Principe de l'évaporation sous vide

I-1-3 Utilisation de l'évaporation dans la fabrication des jonctions SIS

L'évaporation est utilisée dans deux cas :

- pour l'évaporation de couche isolante comme le SiO (épaisseur de l'ordre de 300 nm). Dans ce cas, une couche d'accrochage en Titane de 1 à 1,5 nm est nécessaire pour donner des jonctions fiables. Sans cette couche, les jonctions ne supportent pas les cycles thermiques et se court-circuitent à plus ou moins brève échéance.
- pour l'évaporation d'or. Cette évaporation permet une prise de contact aisée sur le Niobium qui a tendance à s'oxyder à l'air ambiant. Sans cette couche d'or, des résistances de contact en série apparaissent lors de la polarisation de la jonction. Le dépôt de celle-ci est précédé par l'évaporation d'un "flash" de Chrome de 4 nm pour permettre un bon accrochage.

I-2 La pulvérisation cathodique.

I-2-1 Principe.

La pulvérisation cathodique est un procédé de dépôt sous vide fonctionnant à froid, en plasma luminescent, dans un gaz maintenu à pression réduite (de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} mbar). Il permet de déposer tous les types de matériaux, simples ou composés, réfractaires ou non, alliages, diélectriques ou conducteurs sur tous les types de substrats conducteurs ou diélectriques. Le matériau à déposer est fixé sur la plaque de cathode appelée cible (voir figure II-2). L'anode est située en face à quelques centimètres (dans notre cas 8 cm) où sont fixés les substrats. La cathode est portée à une tension négative de l'ordre du kV par rapport à l'anode qui est à la masse. Le gaz inerte est introduit dans l'enceinte sous forme de flux dont le débit est très précisément régulé de manière à maintenir une pression constante dans celle-ci. Le champ électrique créé entre les deux électrodes provoque l'ionisation du gaz. On emploie principalement l'argon dont la masse atomique est voisine de celle des matériaux à pulvériser.

Un courant électrique s'établit entre les deux électrodes par suite de l'ionisation de l'argon. Les électrons sont attirés par l'anode et les ions positifs par la cible. Sous la violence du choc, des atomes du matériau à pulvériser sont expulsés de la cible par transfert de quantité de mouvement et viennent se condenser sur les substrats fixés sur l'anode. Un ion positif d'argon peut expulser un ou plusieurs atomes du métal de la cible. Le rendement de pulvérisation est égal au nombre d'atomes expulsés par nombre d'ions incidents. Plus le gaz est lourd, plus la tension est élevée et plus le rendement est important.

Cette méthode a l'avantage de permettre le dépôt des matériaux réfractaires à cause de l'effet purement mécanique de la pulvérisation. Ceci est très intéressant dans le cas du Niobium que l'on peut ainsi déposer avec des couches de très bonne qualité. De plus, les alliages sont pulvérisés dans une composition constante, souvent égale à celle du matériau cible. En remplaçant l'argon par des gaz réactifs (ou un mélange d'argon et de gaz réactif), on obtient : des oxydes avec O_2 , des nitrures avec N_2 ou NH_3 , des sulfures avec SH_2 , des carbures avec CH_4 ... Par exemple, si on pulvérise une cible de Niobium en présence d'un mélange d'argon et d'azote, on obtient du nitrure de niobium NbN. De même, avec Ar, N_2 et CH_4 , on obtient NbCN. Le NbN et le NbCN sont des composés très intéressants puisqu'ils sont supraconducteurs avec des températures critiques et des gaps plus importants que le Nb.

En pulvérisation, on obtient une couche continue du dépôt pour une épaisseur plus faible que lors de l'évaporation décrite auparavant. La dimension des monocristaux des couches pulvérisées atteint 10 à 20 nm. L'énergie des atomes pulvérisés est suffisante pour provoquer la désorption des gaz à la surface du substrat. On réalise ainsi un dégazage partiel de la surface.

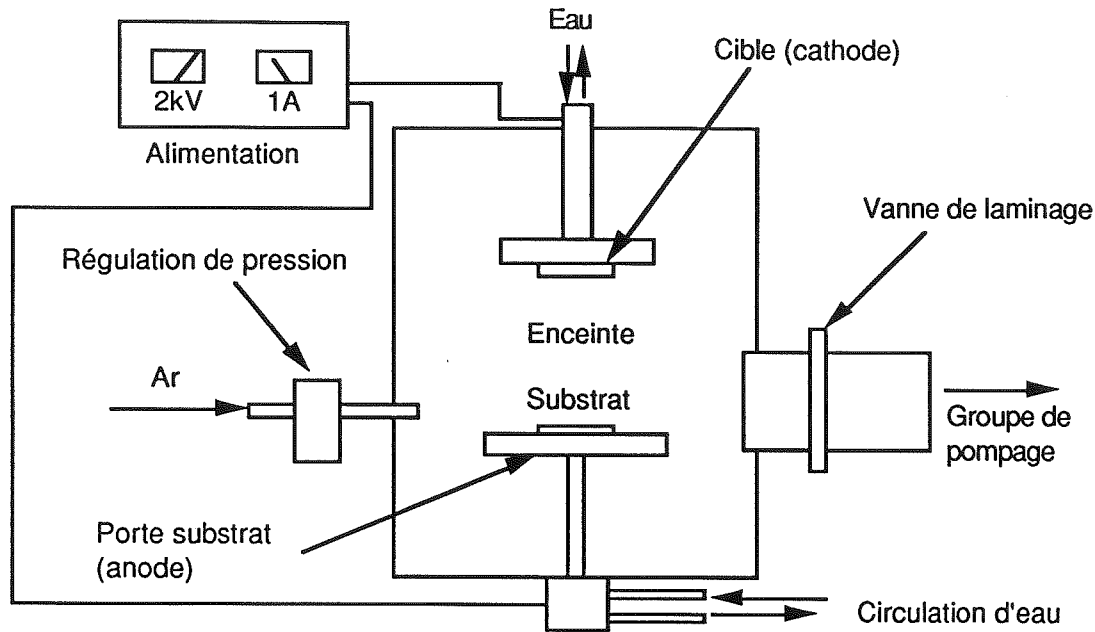


Figure II-2 : Schéma de principe de la pulvérisation cathodique.

Il est à noter que contrairement à l'évaporation, on peut aisément intervertir les emplacements de la cible et du substrat en pulvérisation. Par exemple sur la figure II-2, le substrat est en bas et la cible en haut. Ce n'est pas possible en évaporation car la charge que l'on évapore est simplement posée dans le creuset et tient par gravité. En pulvérisation, chacune des configurations a ses avantages et ses inconvénients. Par exemple, si on met le substrat en bas, il n'est pas nécessaire de le maintenir (cf.figure II-2). Par contre, les couches déposées seront moins propres car des poussières peuvent tomber sur le substrat.

Il existe plusieurs types de dépôt par pulvérisation cathodique. Nous allons décrire ici les procédés les plus courants : pulvérisation diode DC, diode RF, DC et RF magnétron.

I-2-2 Pulvérisation de type diode DC

Dans le schéma de principe précédemment décrit, le plasma est créé par un fort potentiel négatif appliqué à la cible (anode). La figure II-3 montre le schéma électrique :

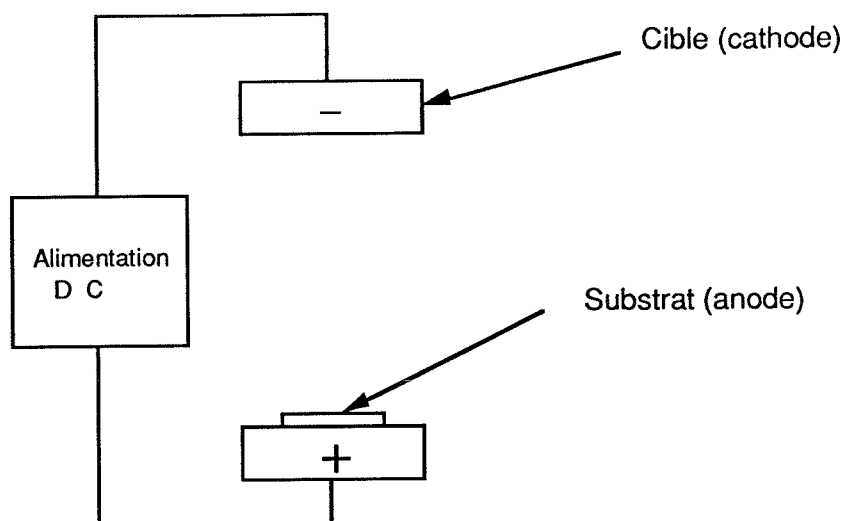


Figure II-3 : Schéma électrique de la pulvérisation de type diode.

Pour des questions de reproductibilité et de contamination des couches déposées, il faut parfaitement contrôler le courant de décharge (ou la puissance), la pression des gaz résiduels (qui dépend de la qualité de la pompe secondaire et des fuites de l'enceinte) et la température du substrat et des cibles. Le désavantage de cette méthode est essentiellement dû à la vitesse de déposition qui est toujours faible (jusqu'à environ 100 nm/min). De plus, il faut impérativement refroidir le substrat qui a tendance à chauffer. Pour éviter ces désavantages, on utilise une pulvérisation de type magnétron que nous décrirons ultérieurement.

I-2-3 la pulvérisation Radio Fréquence (RF).

Avant l'invention de la pulvérisation RF, on pensait que la pulvérisation des isolants était impossible, car la cible ne pouvait pas écouler les charges qui s'accumulent alors pendant le dépôt. En remplaçant le générateur DC par un générateur RF, on évite ce problème. On alterne alors la polarisation de la cible (+ et -) de manière à attirer alternativement les ions positifs qui pulvérisent la cible et les électrons négatifs qui neutralisent les charges positives apportées par les ions. En haute fréquence, les électrons du plasma oscillent dans le champ RF avec une énergie suffisante pour ioniser

les atomes d'argon. La tension d'amorçage pour une pression donnée est plus faible, soit 100V alternatif au lieu de 1000V continu environ. On peut aussi abaisser la pression de travail pour une tension donnée (par exemple travailler vers quelques 10^{-3} mbar). On trouvera Figure II-4 un schéma explicatif de la pulvérisation RF.

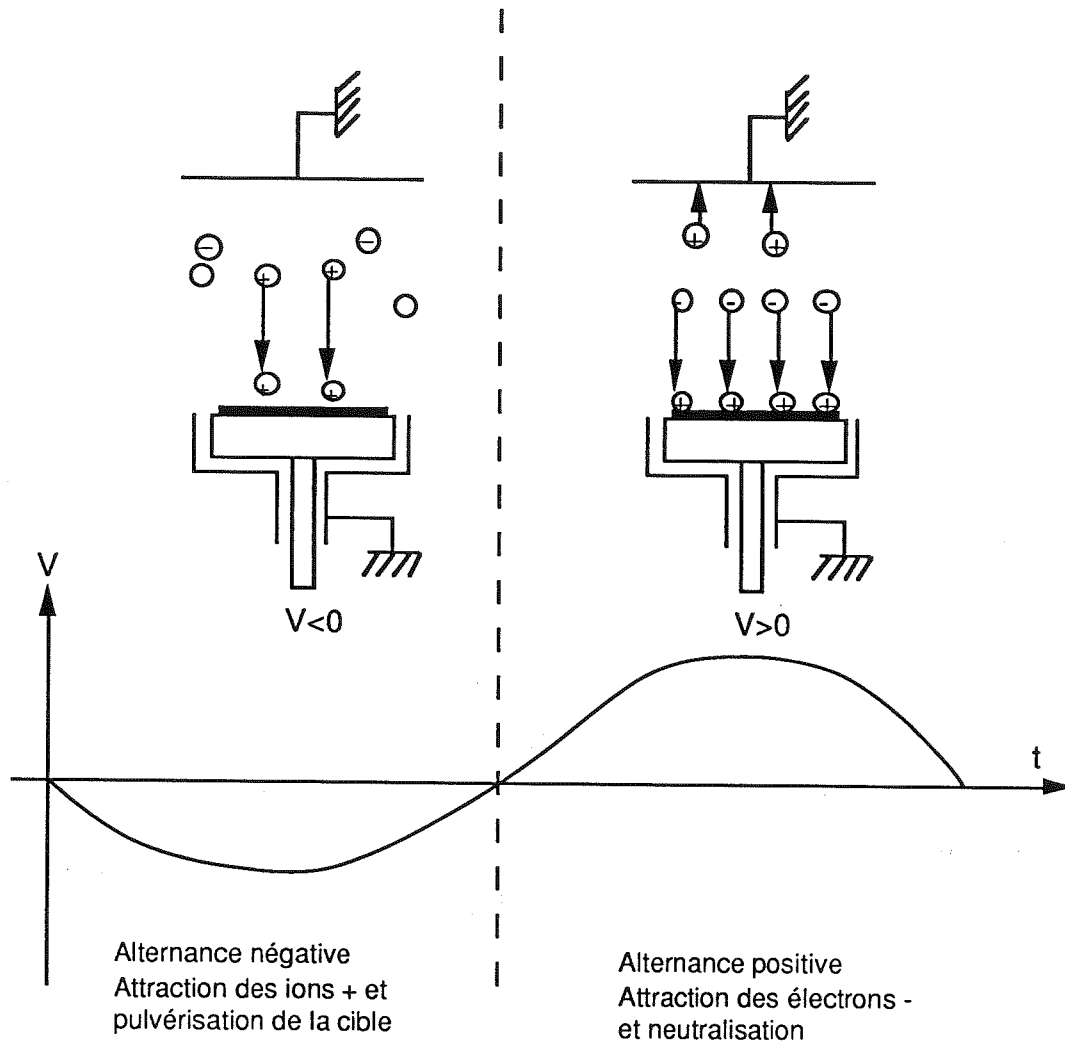


Figure II-4 : Principe de la pulvérisation RF

Comme la mobilité des électrons est supérieure à celle des ions d'argon, la cible va acquérir une polarisation DC moyenne de signe négatif. Cette polarisation négative est proportionnelle à la puissance RF imposée par le générateur et reflète l'accélération des ions d'argon vers la cible, donc la vitesse de dépôt. La puissance doit être au moins de 1W/cm^2 de cible et on ne dépasse pas 10W/cm^2

car l'échauffement des cibles deviendrait critique. La puissance du générateur est comprise entre 250 W et 25 kW selon la dimension des cibles. Par exemple, sur des cibles de diamètre 10 cm, nous disposons d'un générateur RF de 400W. Une telle puissance rayonne et risque de perturber les récepteurs voisins. Il a été fixé une fréquence réservée à cet usage de 13,56 MHz. Un adaptateur d'impédance adapte le générateur RF au plasma : il est situé entre le générateur et la chambre de dépôt.

I-2-4 La pulvérisation DC ou RF magnétron

C'est un perfectionnement de la pulvérisation de type diode, aussi bien DC que RF, qui permet d'accroître la vitesse de dépôt. Ce perfectionnement résulte de la combinaison d'un champ magnétique intense perpendiculaire au champ électrique créé par la cathode, donc parallèle à la cible.

Si on concentre le champ magnétique au voisinage de la cible et si les lignes de champ sont parallèles à la surface de la cible bombardée par les ions, les électrons secondaires, émis sous l'effet de l'impact des ions d'Argon sont concentrés devant la cible et augmentent considérablement la densité ionique de la zone de plasma. Pour une même tension appliquée à la cible, le nombre de molécules d'argon ionisées est plus important et comme un ion expulse en moyenne toujours le même nombre d'atomes du matériau, on obtient un effet de pulvérisation beaucoup plus important qu'en l'absence de champ magnétique. Les électrons, soumis à un champ électrique et magnétique perpendiculaires entre eux, ont une trajectoire hélicoïdale et sont piégés au voisinage de la cible. Ces derniers, présents dans le plasma, sont indispensables au maintien de la décharge, car ce sont eux qui recréent constamment des ions par chocs avec les molécules du gaz résiduel. En revanche, les molécules d'argon ionisées, qui sont beaucoup plus lourdes, sont surtout influencées par le champ électrique. En résumé, la pulvérisation magnétron augmente artificiellement la densité ionique au voisinage de la cible par augmentation du trajet des électrons et entraîne un effet de pulvérisation plus important.

Grâce à l'effet magnétron, on obtient une diminution importante de l'échauffement du substrat. On a constaté en effet que cet échauffement est dû en grande partie au bombardement électronique des électrons secondaires provenant de la cible. Le champ magnétique piège ces électrons et les détourne de la trajectoire directe cible-substrat. Les appareils sont identiques à ceux qui sont utilisés en

pulvérisation diode. Seule la cible est modifiée pour y intégrer un champ permanent créant le champ magnétique (cf figure II-5). On s'aperçoit au bout d'un certain temps que la cible s'érode. La zone d'érosion de la cible correspond au lieu où le champ magnétique transverse est maximal.

Citons pour finir quelques ordres de grandeur :

- le champ magnétique utilisé pour la pulvérisation est de l'ordre de 200 à 300 Gauss.
- les tensions d'autopolarisation en pulvérisation DC magnétron sont typiquement de l'ordre de 400 V, alors qu'elles étaient de l'ordre de 1200 V pour la pulvérisation DC diode. Si l'on raisonne à puissance constante, l'abaissement de la tension pour la pulvérisation magnétron entraîne une augmentation du courant de décharge correspondant, c'est à dire de la densité ionique du plasma. Le rapport des tensions d'autopolarisation est inversement proportionnel à la densité ionique du plasma.

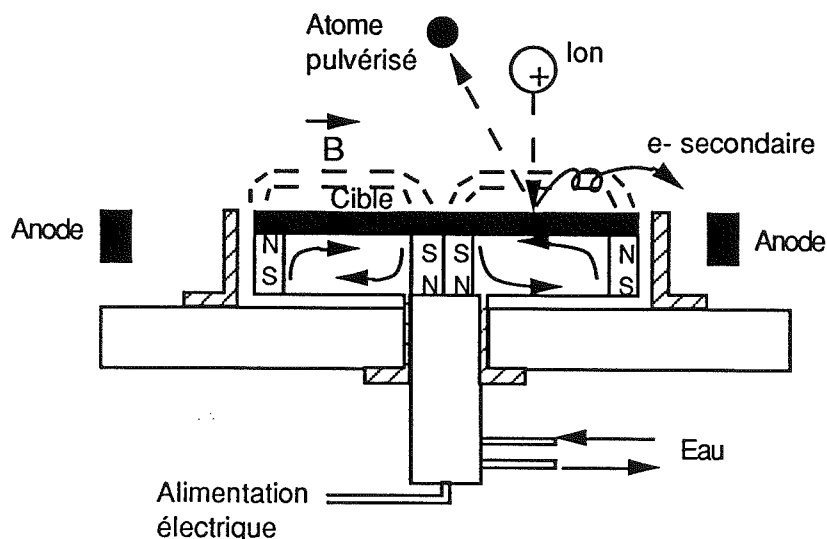


Figure II-5 : Cible de pulvérisation à effet magnétron avec les aimants permanents créant le champ magnétique.

I-2-5 Application dans le processus de fabrication des jonctions SIS.

La pulvérisation est très utilisée pour le dépôt des couches supraconductrices en Niobium ainsi que pour le dépôt de la couche d'Aluminium. Nous avons choisi, comme la plupart des groupes qui travaillent sur le sujet, une pulvérisation de type DC magnétron. Dans le cas du Niobium, cette technique a l'avantage de donner des couches de grande pureté car elles sont déposées avec des vitesses de dépôt assez rapides par rapport à la puissance utilisée. Par exemple, lorsque nous appliquons une puissance de 600 W sur la cible de Niobium de diamètre 10 cm, la vitesse de dépôt est de 1,9 nm/s. L'effet magnétron minimise l'échauffement du substrat pendant le dépôt. Dans le cas de l'Aluminium, cette technique permet de déposer une couche continue très fine (10 nm). Cette condition est évidemment indispensable pour obtenir des barrières isolantes de bonne qualité. L'utilisation de type RF magnétron serait également possible mais aurait les inconvénients suivants :

- vitesse de dépôt plus faible.
- échauffement du substrat plus important.
- difficulté de déposer une couche d'Aluminium fine et continue.

II Les techniques de gravure sous vide

II-1 Généralités

Dans les processus de fabrication de jonctions à base de Niobium, on parle souvent de gravure. C'est en effet l'un des deux modes de définition de motifs en microélectronique. i) évaporation de la couche à travers un masque de résine, dissolution de la résine pour ôter le dépôt en excès, c'est le procédé "lift-off". ii) déposition de la couche sur tout le substrat, définition d'un masque de résine et gravure. La résine sert alors à protéger la zone qui n'est pas à graver. Une fois la gravure finie, la couche est alors dissoute dans de l'acétone.

Nous utilisons ici des techniques de gravure sous vide par opposition à la gravure chimique pour une question de résolution. En effet, une attaque chimique en phase liquide est purement

isotrope, c'est à dire que la vitesse d'attaque de la couche est identique parallèlement et perpendiculairement à celle-ci. Ceci pose un problème lorsque la dimension du motif que l'on veut graver est à peu près du même ordre de grandeur que l'épaisseur du film. Dans ce cas, il faut une attaque plus anisotrope. D'autre part, une gravure de type plasma est beaucoup plus reproductible au niveau des vitesses d'attaque, sans compter le danger que représente une gravure chimique d'une couche de Niobium par exemple...

On distingue deux procédés : la gravure par plasma réactif et la gravure ionique réactive. i) La gravure plasma se produit pour des pressions de l'ordre de quelques mbar. Le bombardement ionique est faible et l'attaque est uniquement de type chimique en phase sèche. ii) La gravure ionique réactive (RIE : Reactive Ion Etching) utilise des pressions de 10^{-3} mbar à 10^{-1} mbar. Les électrodes sont planes et le substrat est placé sur l'une de celles-ci.

Le principal avantage de la RIE est de graver avec une extrême précision dans la direction verticale avec le minimum de perte de cote par rapport au masque de résine. Un des mots clé de ce type de gravure est donc l'*anisotropie* qui décrit un procédé à rapport élevé vitesse de gravure verticale/vitesse de gravure horizontale. Ce procédé a été choisi pour la fabrication des jonctions en Niobium à cause des avantages énumérés ci-dessus. Nous allons à présent le décrire plus en détail.

II-2 La gravure ionique réactive (RIE).

II-2-1 Principe électrique

Comme dans tout processus à base de plasma, la gravure ionique réactive peut être représentée par un circuit électrique et par un réacteur chimique. Les deux représentations interagissent l'une avec l'autre. Comme pour la pulvérisation RF, le plasma est créé et maintenu entre deux électrodes par un générateur RF à 13,56 MHz. Le générateur est connecté via un adaptateur d'impédance à l'électrode du bas (la cathode) sur laquelle est posé le ou les substrats à graver. La surface de la cathode est considérablement plus petite que celle de l'anode, car les parois de la chambre sont aussi à la masse et font partie de l'anode. Comme pour la pulvérisation RF, une tension DC négative (typiquement entre

200 et 500V) se développe entre la cathode et le plasma et forme une zone sombre dans le plasma au voisinage de la cathode. Cette tension DC dite "tension d'autopolarisation" est approximativement égale à la moitié de la tension RF crête à crête. Les ions du plasma (de signe positif) sont accélérés par cette différence de potentiel, et ce d'autant plus que la tension est importante (ie. la puissance RF est importante). Comme la configuration des électrodes est dissymétrique, une plus faible tension négative se développe sur la cathode et favorise davantage le bombardement de celle-ci par les ions positifs en diminuant l'attaque de l'anode.

Donc à fréquence RF et à géométrie de réacteur données, l'énergie cinétique des ions peut être accrue : soit en augmentant la puissance RF (ie la tension d'autopolarisation), soit en diminuant la pression. En effet, dans ce dernier cas, on augmente le libre parcours moyen des particules et on réduit ainsi les pertes collisionnelles. La hauteur de la zone sombre du plasma augmente alors. On trouvera en figure II-6-a une représentation électrique de la RIE. La figure II-6-b représente le potentiel moyen en fonction de l'endroit où l'on se trouve dans le réacteur.

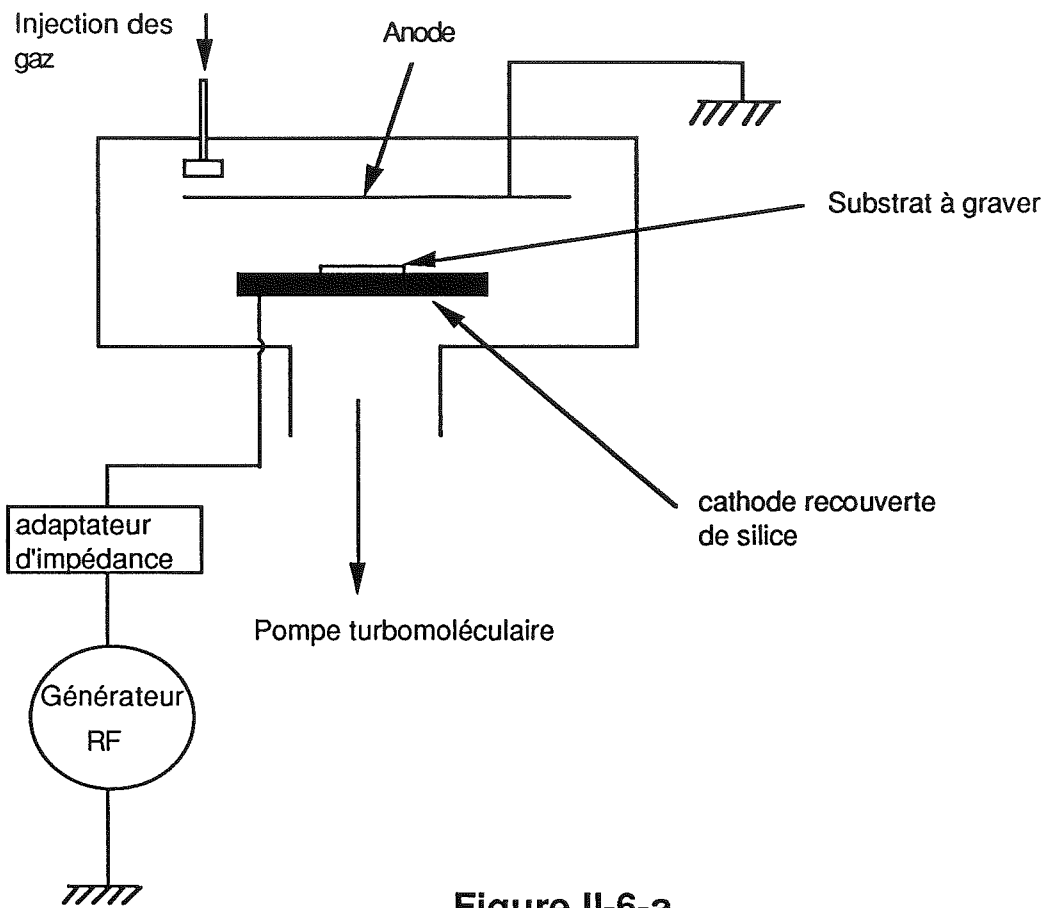


Figure II-6-a

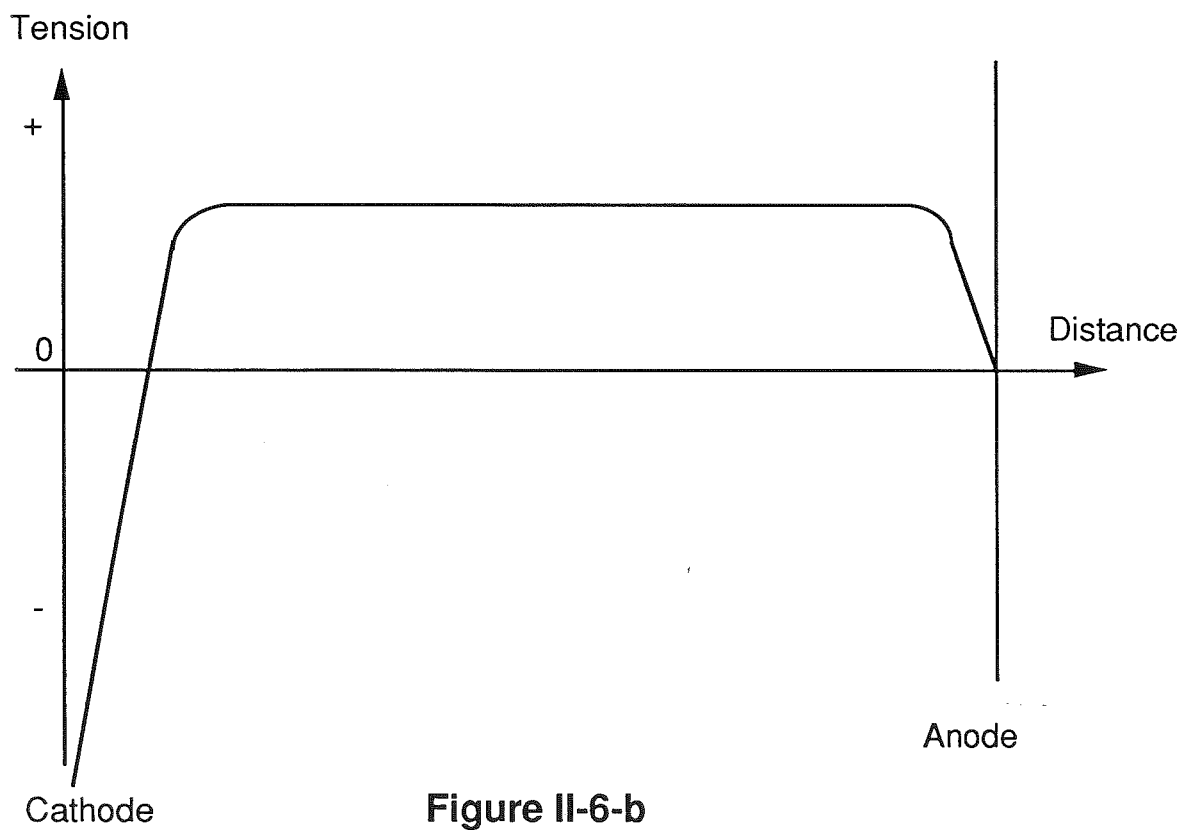


Figure II-6-b

II-2-2 Chimie de la gravure ionique réactive

Lorsque le plasma est composé d'espèces chimiquement inertes, le substrat posé sur la cathode est uniquement soumis à un bombardement ionique. Cette méthode a le désavantage d'être peu sélective, c'est à dire qu'elle attaque aussi bien la couche à graver que le masque de résine. Lorsque l'on introduit des espèces qui réagissent chimiquement avec la couche, on peut alors espérer des vitesses de gravure beaucoup plus importantes et une meilleure sélectivité. La chimie de la décharge qui a lieu dans le réacteur est alors plus complexe. Dans notre cas (gravure du Niobium), on utilise surtout des plasmas fluorés qui utilisent des gaz fluorés dont les plus connus sont le CF_4 , le CHF_3 , le C_2F_6 et le SF_6 . L'objectif est de former des espèces chimiquement actives et que les produits de décomposition de la gravure soient des espèces volatiles par opposition aux polymères qui peuvent avoir une fâcheuse tendance à se déposer sur le substrat. Dans notre réacteur de gravure par exemple, nous utilisons du SF_6 pour graver le Niobium.

Des collisions dans le plasma résultent la formation des espèces suivantes : des radicaux saturés et non saturés (respectivement CF_3 et CF_2 dans un gaz de CF_4), des ions atomiques et moléculaires (par ex. F^- et CF_3^+), des atomes libres (ex. F), des produits de réaction avec le substrat et des produits d'interaction entre molécules comme des polymères. Ces polymères sont, bien sûr, totalement indésirables lorsqu'ils se déposent sur le substrat. La surface du substrat offre des sites privilégiés pour l'absorption de certaines de ces espèces. La désorption des produits de réaction dépend de leur volatilité et du bombardement ionique.

II-2-3 Effet des paramètres de gravure

A cause de la complexité des mécanismes qui ont lieu lors de la gravure, il est difficile de dissocier l'action de l'un ou l'autre des paramètres. Les paramètres auxquels on a accès sont : la composition et les débits gazeux, la pression totale dans l'enceinte, la puissance appliquée (ou la tension d'autopolarisation qui sont interdépendants). Essayons de comprendre l'action de ces paramètres en vue de développer le procédé optimal de gravure pour une couche donnée.

a) le débit des gaz

La vitesse de gravure dépend de la vitesse de génération des espèces actives, de la vitesse de consommation de ces espèces et de la vitesse de désorption des produits de gravure. Un débit de gaz excessif à pression constante diminue le temps de résidence des molécules sur les sites de gravure ce qui entraîne une diminution de la vitesse de génération des espèces actives à puissance constante. Ceci tend donc à diminuer la vitesse de gravure. D'un autre côté, si le débit gazeux est trop lent, il n'y a pas assez d'espèces actives (toutes celles-ci sont consommées) ce qui limite encore la vitesse de gravure. Il y a donc pour le débit un optimum à trouver qui dépend de la pression et de la puissance pour un substrat donné. On comprend intuitivement que cet optimum dépend également de la surface à graver (ou ce qui revient au même, du nombre de substrats que l'on grave). C'est ce qu'on appelle l'effet de charge, c'est à dire que la vitesse de gravure R dépend de la surface S à graver. Les deux quantités sont reliées par la formule suivante :

$$R = B\tau G / (1 + KB\tau S)$$

avec : G = taux de génération des espèces actives

B = constante de vitesse de réaction

τ = temps de vie des espèces actives en l'absence de produit à graver

K = constante qui dépend du matériau à graver et de la géométrie du réacteur

Cet effet de charge est mis en évidence par l'exemple suivant : on grave une couche d'aluminium de 10 nm par un plasma de SF_6 avec un débit gazeux de 5 sccm, une puissance de 80W et une pression de 0.3 Pa. Sur un substrat de diamètre 5 cm, la vitesse de gravure sera de 3,5 nm/min tandis que sur le substrat de 2,5 cm, la vitesse sera de 4,6 nm/min.

b) La puissance

La puissance affecte la tension d'accélération dans le réacteur et ainsi augmente la probabilité de collisions formant les espèces ionisées qui sont ensuite accélérées. Par conséquent, la puissance

affecte le taux de génération des espèces actives et du coup, la vitesse de gravure augmente de façon monotone avec la puissance. On peut donc compenser un trop grand débit gazeux (ie temps de résidence des espèces actives trop faible) en augmentant la puissance. Cette puissance doit cependant rester dans des limites raisonnables, car une puissance excessive induit un bombardement ionique important qui a tendance à dégrader le masque de résine, à diminuer la sélectivité, à aggraver les effets de charge et à graver le substrat de façon non uniforme. En fait, en RIE, on essaie de travailler à basse pression, à haut débit et à haute vitesse de pompage de manière à utiliser des puissances suffisamment faibles. En fait, il vaut mieux parler de densité de puissance, c'est à dire qu'il faut diviser la puissance par la surface de la cathode. Pour fixer les idées, nous utilisons une puissance d'environ 50 W pour une cathode de 10 cm de diamètre ce qui donne une densité de puissance de $0,6 \text{ W/cm}^2$. L'influence de la puissance est illustrée en comparant la vitesse de gravure d'une couche de résine par un plasma d'oxygène avec un débit de 40 sccm, une pression de 3 Pa. La vitesse de gravure passe de 130 à 146nm/min en faisant varier la puissance de 80 à 100 W.

c) la pression

Pratiquement, la RIE est limitée dans la gamme de pression de 10^{-3} à 10^{-1} mbar. A débit constant, si on augmente la pression, on accroît le temps de résidence et le taux de collision entre les particules et l'énergie moyenne des électrons diminue. L'énergie des électrons détermine le taux de génération des espèces actives, donc la vitesse de gravure va diminuer quand la pression augmente. Lorsque la pression diminue, la volatilité des espèces actives et leur vitesse de désorption augmentent, et la vitesse de gravure sera plus élevée à basse pression. Ceci confirme la tendance à travailler à basse pression d'autant plus que l'anisotropie est plus importante, ce qui est particulièrement intéressant quand on veut définir des petites géométries. Ainsi, nous opérons à une pression de 6.10^{-3} mbar lors de la définition des jonctions.

d) la température

La température de surface agit sur les vitesses de réaction ainsi que sur la vitesse à laquelle les produits de réaction quittent la surface. Les vitesses de réaction suivent généralement la loi d'Arrhenius en fonction de la température avec des énergies d'activation situées entre 0,005 et 0,5 eV. Cependant, le bombardement ionique contribue de manière significative à cette énergie d'activation, ce qui peut conduire à des erreurs dans les calculs. Pourtant, il faut que le substrat reste dans un domaine raisonnable de température ($<100^{\circ}\text{C}$) pour ne pas détériorer le masque de résine. Il faut donc refroidir la cathode ce qui va à l'encontre de la maximisation des vitesses de gravure. Là encore, il faut effectuer un compromis entre une vitesse de gravure élevée et une température assez faible pour ne pas endommager la résine.

Nous avons un jour fait l'expérience de coller notre substrat de quartz sur un grand substrat de silicium avec de la graisse à vide afin de pouvoir manipuler plus facilement ce substrat de quartz et d'éviter qu'il s'envole lors de la rentrée d'air après gravure. Nous avons alors constaté que les zones thermalisées par la graisse à vide ne semblaient pas se graver alors que les zones non thermalisées se gravaient normalement, car la température y était plus importante. Il convient donc en gravure de ne pas trop refroidir le substrat. Poser simplement le substrat sur la cathode refroidie par eau est le compromis idéal pour une gravure homogène.

e) Gaz additifs

En gravure ionique réactive, on utilise souvent des additifs aux gaz de gravure pour corriger certains défauts ou pour augmenter les performances. Les plasmas fluorés nécessitent souvent l'addition d'oxygène. Par exemple, si on prend le cas d'un plasma de CF_4 , les atomes de fluor sont formés par dissociation de molécules de CF_4 sous l'effet de chocs avec les électrons. Une addition d'oxygène entraîne dans ce cas une augmentation de la concentration d'atomes de fluor F et par voie de conséquence diminue les concentrations des radicaux CF et CF_2 dans le plasma. Or, plus la concentration en F est grande, plus la vitesse de gravure est grande. De plus, l'addition d'oxygène

empêche la formation de produits stables comme CF_4 , C_2F_6 et F_2 qui ne participent pas à la gravure. L'addition d' O_2 consomme des radicaux CF_x pour libérer des atomes F ainsi que CO , CO_2 et COF_2 . Si on augmente trop la proportion d'oxygène, la vitesse de gravure se mettra à diminuer car la proportion d'atomes F diminuera par dilution (une partie de l' O_2 n'est plus consommée lors des réactions). Ceci donne donc un optimum de vitesse de gravure en fonction de la concentration d'oxygène. Pour CF_4 , cet optimum semble être dans les 16% alors qu'il est entre 20 et 30% pour le SF_6 ([1] et [4]). De plus, l'addition d'oxygène empêche le dépôt de polymères qui se forment avec les produits de réaction non volatils.

II-3 Application dans le procédé de fabrication

Une fois le type de gravure déterminé (la RIE), il nous fallait choisir le gaz utilisé lors de la gravure du Niobium. Notre appareillage n'étant pas prévu pour l'utilisation de gaz chlorés, qui sont très dangereux à doses infimes, notre choix s'est donc porté sur l'emploi de plasmas fluorés. Pour la gravure du Niobium, le CF_4 et le SF_6 sont utilisables. La principale différence entre ces deux gaz est la concentration d'atomes F qui est plus élevée pour le SF_6 que pour le CF_4 dans les mêmes conditions. Il en résulte des vitesses de gravure environ deux fois plus grande pour le SF_6 [4], ce que nous avons également vérifié avec notre appareil de RIE. De plus, il semble que le SF_6 formerait moins de polymères que le CF_4 . Notre choix s'est donc porté sur l'utilisation du SF_6 .

L'observation au microscope électronique de la qualité des flancs de gravure a été indispensable pour définir les conditions optimales de la gravure du Nb :

gaz	débit	pression totale	puissance	tension
SF_6	20 sccm	$6 \cdot 10^{-3}$ mbar	55 W	- 370V
+ O_2	6 sccm			

La vitesse de gravure du Niobium dans ces conditions est à peu près de 100 nm/min. Si le SF_6 est remplacé par le CF_4 dans les mêmes conditions, la vitesse de gravure passe à 50 nm/min dans

notre appareil. La figure II-7 montre une photographie prise en microscopie électronique d'une couche de 300 nm de Nb gravée dans les conditions ci-dessus. La résine qui servait de masque à la gravure a été dissoute pour une meilleure observation du bord du motif. On peut noter la très grande propreté du bord de gravure ainsi que la légère inclinaison de ce dernier. L'oxygène a été introduit dans ce cas pour obtenir des flancs inclinés et pour éviter la formation de polymères. L'inclinaison du bord résulterait du fait que pendant la gravure du Niobium, le masque de résine s'érode aussi bien latéralement que perpendiculairement au plan du film, car l'oxygène grave la résine dans les deux directions perpendiculaires: on assiste alors à un recul du masque de résine pendant la gravure et à un profil incliné du Niobium.

Avec l'expérience, il semble que tout ne soit pas si simple. Tout d'abord, le pourcentage d'oxygène introduit (23%) est sans doute un peu exagéré et il apparaît peut être un phénomène de dilution évoqué ci-dessus. En effet, si on supprime l'oxygène en gardant les mêmes conditions, la vitesse de gravure augmente et passe à 150 nm/min. De plus, il semble que la résine intervienne de manière prépondérante dans l'inclinaison du profil (voir III-3).

Par ailleurs, le pourcentage d'oxygène optimal n'est pas forcément le même pour la gravure du Niobium et celle des semi-conducteurs. Par exemple, la concentration d'oxygène donnée en référence [4] pour un plasma de $\text{SF}_6\text{-O}_2$ est optimisée pour la gravure de Si et SiO_2 , alors que les mécanismes réactionnels sont sûrement très différents pour le Niobium. Il faut voir également qu'il n'est pas toujours nécessaire de maximiser cette vitesse de gravure. Dans notre cas, le fait de graver en 100 ou 150 nm/min n'a finalement aucune importance. Seuls les industriels qui produisent des circuits intégrés se préoccupent de ce type de problème dans un souci de rentabilité. Par contre, l'utilisation de l'oxygène nous a paru utile pour une meilleure définition et pour prévenir la formation de polymères pendant la gravure. Ces polymères ne sont pas forcément visibles en microscopie électronique et, de plus, l'observation de phénomènes aussi petits est toujours difficile à interpréter.

En conclusion, l'étude de l'influence des paramètres de gravure tels que nous venons de les décrire a simplement pour but de faire comprendre leur action, mais devant la complexité de ces phénomènes, la mise au point du procédé est nécessairement empirique. Ce que nous avons tiré

comme enseignement ici n'est pas systématiquement applicable pour un autre appareil où la géométrie du réacteur et la réalisation du fabricant interviennent de façon non négligeable.



Figure II-7 : Gravure d'une couche de Niobium par plasma de SF_6/O_2 (photographie prise au microscope électronique).

Enfin, nous n'aurons pas fait un panorama complet des appareils utilisés pour la fabrication des jonctions sans évoquer la définition des motifs par résine photosensible. C'est ce que nous allons étudier dans le paragraphe suivant.

III Les procédés d'insolation

Il existe divers procédés d'insolation pour définir des motifs en microélectronique :

- l'insolation optique avec des rayons UV
- l'insolation avec des rayons X

- l'insolation par faisceau d'électrons

Les deux derniers procédés sont plus performants mais l'investissement est très important. C'est pourquoi nous utilisons actuellement le procédé d'insolation optique avec des résines photosensibles que nous allons décrire plus en détail.

III-1 Les résines photosensibles

Ces résines sont insolées optiquement. Pour limiter les effets de la diffraction, on utilise des rayons ultraviolets (de longueur d'onde 400nm dans les appareils standards). On commence par déposer une couche de résine photosensible sur le substrat. Après cuisson dans une étuve, cette résine est insolée avec des rayons UV à travers le masque que l'on veut répliquer sur le substrat puis elle est développée. S'il s'agit d'une résine dite positive, les zones exposées partent pendant le développement. S'il s'agit d'une résine négative, c'est l'inverse. On procède alors à une deuxième cuisson de la résine pour la rendre plus résistante à une attaque plasma par exemple. On peut alors se servir de cette couche de résine soit comme masque pour la gravure, soit pour évaporer une couche à travers celle-ci. Dans les deux cas, la résine est ensuite dissoute (soit dans de l'acétone, soit avec un produit plus puissant appelé Remover).

III-2 Limitations de cette technique

Elles sont de deux ordres :

- on est limité par la longueur d'onde des rayons UV : pour des dimensions voisines de la longueur d'onde des UV (400 nm), des phénomènes de diffraction apparaissent. Ceci donne une limite de l'ordre de 0,5 μm pour les cas les plus favorables.
- on est également limité par les variations d'épaisseur de résine au voisinage des changements brusques de niveau sur le substrat (limitation par la topographie du substrat). En effet, si la zone de résine la plus fine reçoit la même énergie d'exposition que la zone la plus épaisse, alors la zone la plus fine sera développée plus rapidement et deviendra ainsi surdéveloppée quand la résine plus épaisse

sera à son tour complètement développée. Il en résulte une perte de définition pour les cotes approchant la limite de diffraction.

- une autre limitation vient des réflexions multiples des rayons lumineux entre le substrat et le haut de la résine. C'est ce que l'on appelle l'effet d'onde stationnaire (standing wave effect). L'énergie couplée à la résine dépend énormément de l'épaisseur de résine, car l'intensité transmise dans la couche est modulée par une fonction de période $\lambda/2n$ où λ est la longueur d'onde et n l'indice de réfraction de la résine à cette longueur d'onde. Une variation de 64 nm peut changer d'un facteur deux l'énergie transmise dans la résine. Donc, même si l'énergie d'exposition est parfaitement uniforme (ce qui n'est pas toujours le cas), de très faibles variations d'épaisseur de résine peuvent grandement affecter l'énergie transmise dans celle-ci et se répercuter notamment sur le temps de développement.

Ces deux phénomènes nous éloignent ainsi de l'appareil idéal d'exposition pour lequel les zones non exposées reçoivent une énergie nulle. Ils limitent alors en pratique la résolution de ces instruments à environ 0,6-0,7 μm (en UV profond). Pour définir des motifs plus petits, il est alors possible :

- soit d'utiliser une exposition UV sur des systèmes de résine tricouche qui éliminent pratiquement les effets des deux derniers phénomènes, mais là encore la limite (0,3-0,4 μm) est due principalement à la diffraction. Cette technique entraîne une complication non négligeable du processus de fabrication.
- soit de diminuer la longueur d'onde d'insolation en utilisant des rayons X ou des faisceaux d'électrons. On peut ainsi utiliser un masqueur électronique dont la résolution est alors de l'ordre de 0,1 μm . Il est également possible de combiner ce mode d'exposition à faible longueur d'onde avec des procédés de résine tricouche pour bénéficier de tous les avantages respectifs.

III-3 Résultats obtenus avec différentes résines et gravure associée.

On trouvera dans les pages suivantes des photographies de plots de résine de dimensions 1 à 2 μm . On remarquera l'évolution sensible de la qualité de la définition des motifs. Nous avons ainsi beaucoup progressé dans la maîtrise de cette technologie et réussi à définir des motifs de plus en plus petits. Sur la même page, on trouvera la gravure d'une couche de 300 nm de Niobium gravée dans les

conditions standard décrites ci-dessus. On voit très nettement que le flanc de Niobium devient de plus en plus vertical au fur et à mesure que l'on améliore la définition de la résine. Cela vient du fait que la gravure du Niobium étant nettement anisotrope, la couche gravée suit l'angle que fait la base de la couche de résine. Sur la figure II-8, on trouve un plot de résine qui fait approximativement $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$. La résine est de type Shipley 1400-31, le révélateur utilisé est le Shipley MF 312. Ce sont deux produits de conception relativement ancienne (5ans) et pas très adaptée aux hautes résolutions. Il est alors très difficile de définir proprement un motif en dessous de $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$. Si l'on grave une couche de Niobium avec ce type de résine, on obtient un résultat qui ressemble à la figure II-9. On peut remarquer que le côté est bien incliné dans le bon sens, mais le bord n'est pas très bien défini et présente un aspect de "dentelle".

La simple utilisation d'un révélateur de type MF 319 (à plus fort contraste) permet une amélioration sensible comme on peut le constater sur la figure II-10. Le bord est alors mieux défini et l'on note que les angles sont très arrondis (on part ici d'un motif carré sur le masque). La couche de Niobium gravée qui correspond à ce motif a déjà été montrée en figure II-7. On constate un net progrès dans la définition du bord et du flanc de gravure qui devient plus vertical.

Enfin, figure II-11, on garde le même révélateur mais on utilise une résine haute résolution (Shipley 3813). Ce type de résine est commercialisée depuis un an seulement; elle nous a permis de progresser dans la recherche d'une meilleure résolution et il a été possible de définir ainsi des motifs beaucoup plus petits (ici, le masque est constitué d'un cercle de diamètre $1,2\mu\text{m}$). On trouvera en figure II-12 la gravure correspondante de la couche de Niobium. Après gravure de la couche de Niobium, la couche de résine (en blanc sur l'image) a été rétrécie dans toutes les directions de $0,1\mu\text{m}$ par un plasma d'oxygène isotrope. Les raisons de cette étape seront explicitées aux chapitre III dans le processus de fabrication des jonctions (Article : "Nb/Al-AlOx/Nb junctions for a 380 GHz SIS receiver", figure 5). Ceci a permis de définir parfaitement un cercle de Niobium de diamètre $1,2\mu\text{m}$ et d'obtenir une jonction de surface $1,1\mu\text{m}^2$. On peut également constater que l'angle que forme le flanc de Nb se rapproche de la verticale.

Il semble donc que l'inclinaison du flanc de la couche de Niobium soit plus particulièrement due au profil de la base du plot de résine lorsque la gravure a lieu à basse pression, comme si les

espèces actives de la gravure étaient déviées de leur trajectoire par le profil de résine. Ceci n'est pas valable à plus haute pression où les phénomènes chimiques deviennent plus importants. Dans ce cas, le pourcentage d'oxygène intervient sur la vitesse d'attaque latérale de la résine. Nous avons choisi de nous limiter à des gravures à basse pression pour avoir une attaque anisotrope. L'amélioration sensible de la définition nous a permis d'obtenir des surfaces aussi petites que $0,9 \mu\text{m}^2$ de manière reproductible. En résumé :

- l'utilisation de résines haute résolution permet d'améliorer nettement la définition des petits motifs et les flancs de gravure correspondants sont alors proches de la verticale (anisotropie très marquée).
- ces résines permettent de définir des motifs jusqu'à $0,9 \mu\text{m}^2$. Ensuite, il devient vraiment très difficile d'abaisser cette limite avec une insolation optique.
- la RIE permet de définir très proprement et de manière reproductible des motifs très petits et n'est pas l'étape limitante dans ce procédé.

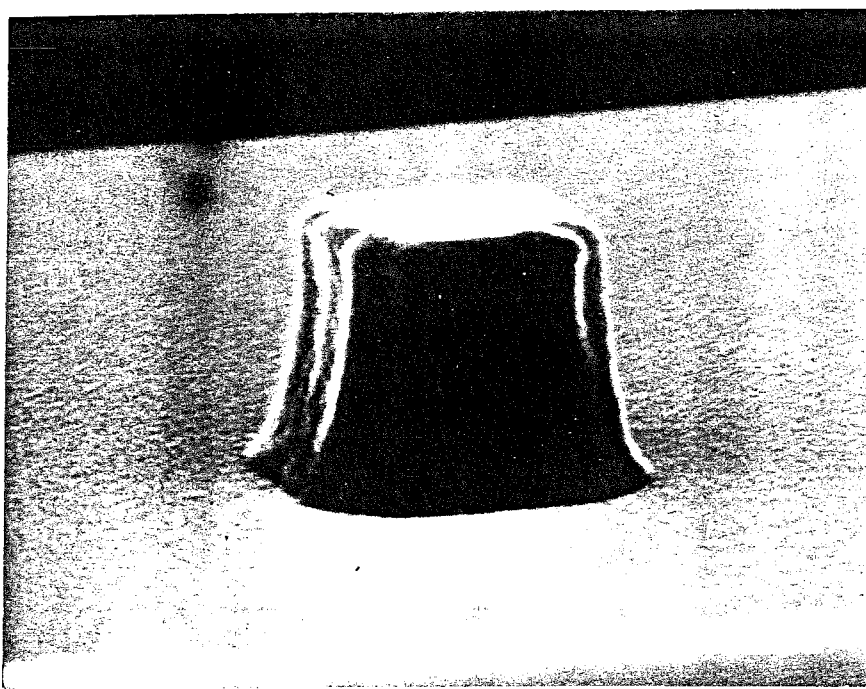


Figure II-8 : Plot de résine obtenu avec la résine S 1400-31 et le révélateur MF 312.

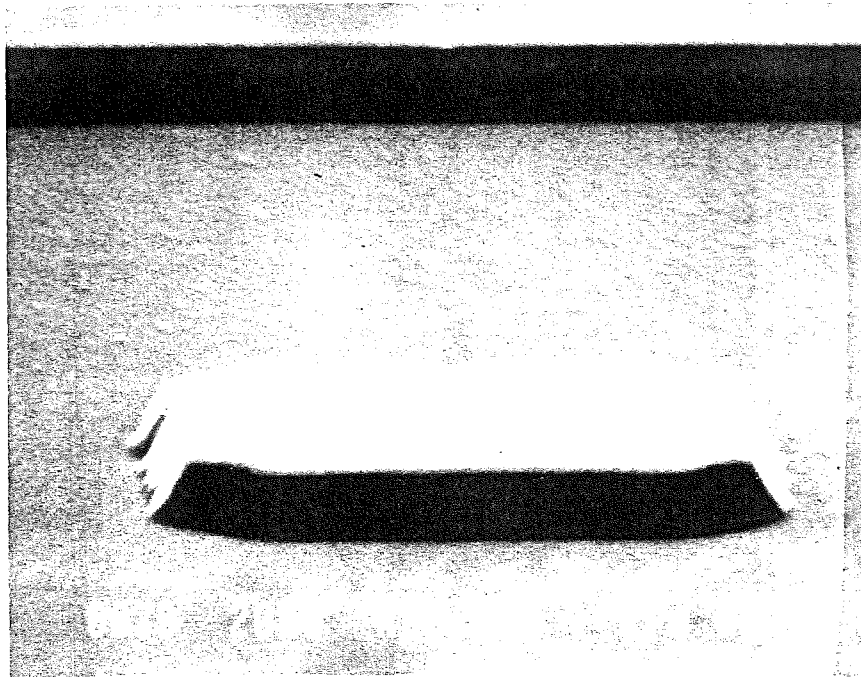


Figure II-9 : Gravure du Niobium avec la résine préparée dans les conditions de la figure 8.

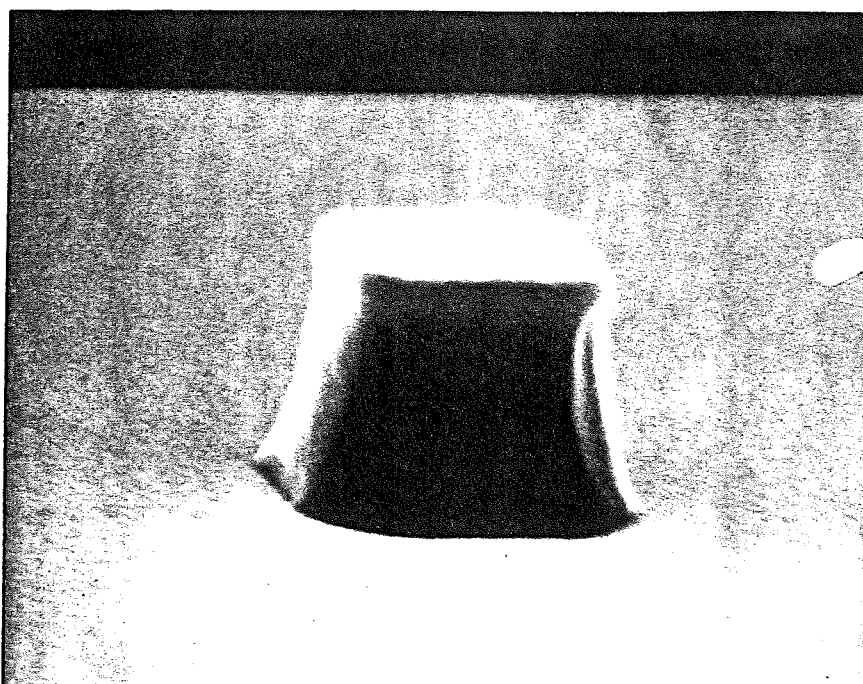


Figure II-10 : Plot de résine obtenu avec la résine S 1400-31 et le révélateur MF 319.

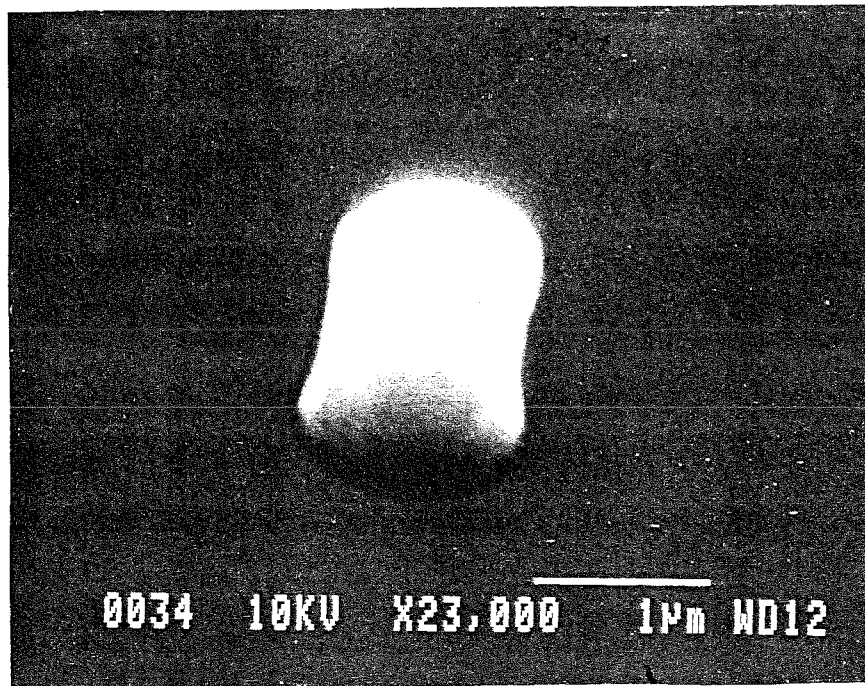


Figure II-11 : Plot de résine obtenu avec la résine Shipley 3813 et le révélateur MF 319.

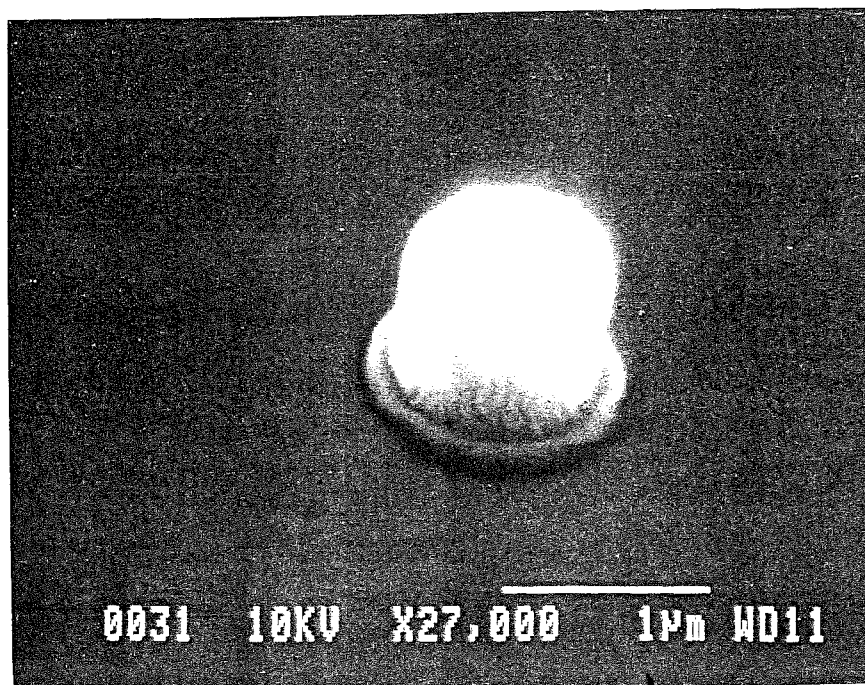


Figure II-12 : Gravure du Niobium avec la résine préparée dans les conditions de la figure 11.

III-4 Mise au point pratique du processus de définition des résines photosensibles

Un des points clé de ce procédé est d'obtenir un motif de résine parfaitement défini et le plus petit possible. Le problème majeur de notre technique est que nous travaillons à la limite de résolution de la photolithographie. De plus, la résolution de l'appareil est dégradé dans notre cas pour des raisons que nous allons détailler ci-dessous. Pour les résines de la marque Shipley utilisées, le procédé est le suivant :

- étalement de la résine sur le substrat avec une tournette qui, comme son nom l'indique, fait tourner l'échantillon à vitesse constante pendant un temps donné. L'épaisseur de la couche de résine (de l'ordre de $1,5 \mu\text{m}$) est fonction de la vitesse de rotation de la tournette. Celle-ci est très reproductible, l'incertitude étant de l'ordre de $\pm 25 \text{ nm}$ avec une bonne tournette. Les vitesses de rotation conseillées se situent entre 3000 et 6000 tr/min.
- cette résine est ensuite cuite une première fois dans une étuve réglée à $90 \pm 1^\circ\text{C}$ pendant 30 minutes. Cette première cuisson a pour effet d'éliminer les solvants qui se trouvent dans la résine, le durcissement de cette dernière étant indispensable puisque la résine viendra en contact avec le masque.
- on insole ensuite la résine à travers le masque de chrome qui sert à définir le motif désiré. Dans notre cas, il s'agit d'un masquage par contact, ce qui signifie que l'échantillon est mis en contact avec le masque. Plus la distance masque-substrat est faible, plus l'effet de la diffraction est limité. C'est pourquoi notre appareil est équipé d'une chambre à vide permettant de faire le vide entre le masque et l'échantillon de manière à les rapprocher le plus possible. Pour un flux lumineux de 13 mJ/cm^2 de la lampe UV, le temps typique d'insolation est de 10 secondes.
- la résine est ensuite développée dans un produit spécifique de manière à enlever les parties insolées s'il s'agit d'une résine positive. Ce temps de développement est de l'ordre de 60-90 secondes.
- la résine est enfin recuite à $110 \pm 1^\circ\text{C}$ pendant 30 minutes. Ce dernier recuit à plus haute température a pour fonction de rendre la résine plus résistante à l'agression du plasma lors de la gravure.

La mise au point de ce procédé a été effectué ainsi : une première étape consiste à déterminer les paramètres temps d'exposition/temps de développement. Ces deux paramètres dépendent

l'un de l'autre, il faut commencer par se fixer un temps de développement donné. Ce dernier doit obéir à un compromis :

- un temps de développement trop court indique que le procédé sera pointu et difficile à reproduire du fait des incertitudes sur le temps effectif de développement (environ ± 1 s).
- un temps trop long a pour effet de diminuer l'épaisseur de résine finale, car lors du développement, les parties non insolées de la résine ont aussi tendance à partir, mais à des vitesses beaucoup moins grandes que pour la résine insolée. L'épaisseur de résine perdue est directement proportionnelle au temps de développement. De plus, pour une épaisseur de résine donnée, il existe une énergie de seuil en dessous de laquelle la résine ne se développera pas, même pour un temps infiniment long.

D'après ma propre expérience, un temps de développement de 90 secondes permet d'obtenir une bonne résolution. Il reste alors à connaître le temps d'exposition optimal. En effet, si ce dernier est trop court, la résine ne se développe pas complètement. S'il est trop long, la résolution est dégradée car les bords des motifs reçoivent de l'énergie lumineuse par diffraction, et plus le temps d'insolation augmente, plus ce phénomène apparaît. Il en résulte un bord de résine moins net et une perte de cote par rapport au masque initial.

Pour déterminer le temps d'exposition optimal, j'ai adopté la méthode suivante : il faut avoir sur le masque un motif petit (1 à 1,5 μm) que l'on puisse insoler plusieurs fois en déplaçant le substrat sans que les insolutions successives ne se chevauchent. Ceci est illustré sur la figure II-13. Les parties opaques du masque sont hachurées. Avec ce procédé, chaque motif n'est insolé qu'une seule fois de sorte qu'à la fin, il y a autant de motifs que d'expositions successives. Il faut bien sûr déplacer le substrat d'une valeur supérieure à la largeur du rectangle transparent sur la figure II-13.

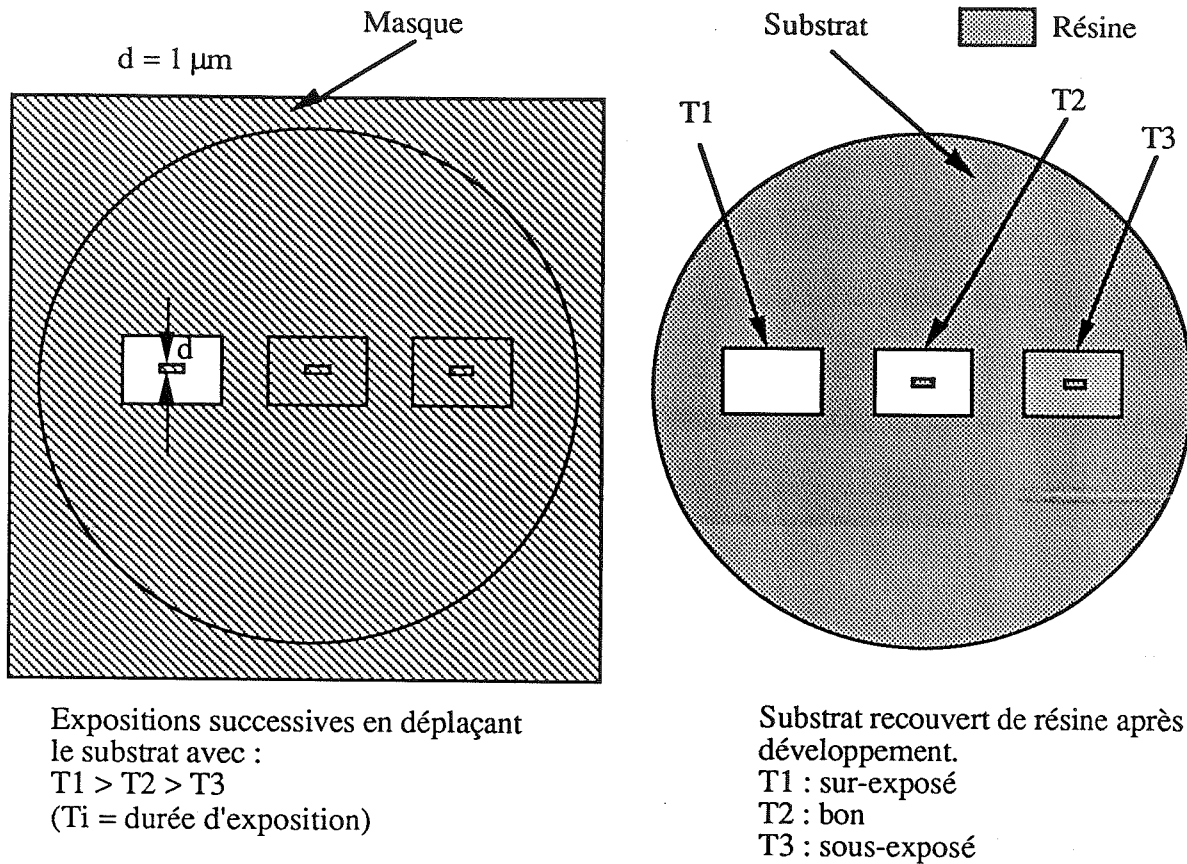


Figure II-13 : Optimisation du temps d'exposition à temps de développement fixé par la méthode des insulations successives.

Sur la figure II-13, il est clair que le temps d'exposition correct est $T2$. Pour le temps $T1$, le petit motif de $1 \mu\text{m}$ a disparu par sur-exposition. Pour le temps $T3$, il reste des traces de résine non développées. Cette technique permet de choisir de manière très précise le temps d'exposition sachant qu'il est aisé d'avoir au moins dix temps d'exposition différents sur un substrat. Généralement, on fait varier les temps d'exposition de seconde en seconde. La vérification du temps d'exposition doit être effectuée régulièrement à cause de l'évolution de la lampe UV dans le temps (la durée de vie de celle-ci est de 300 à 400 heures).

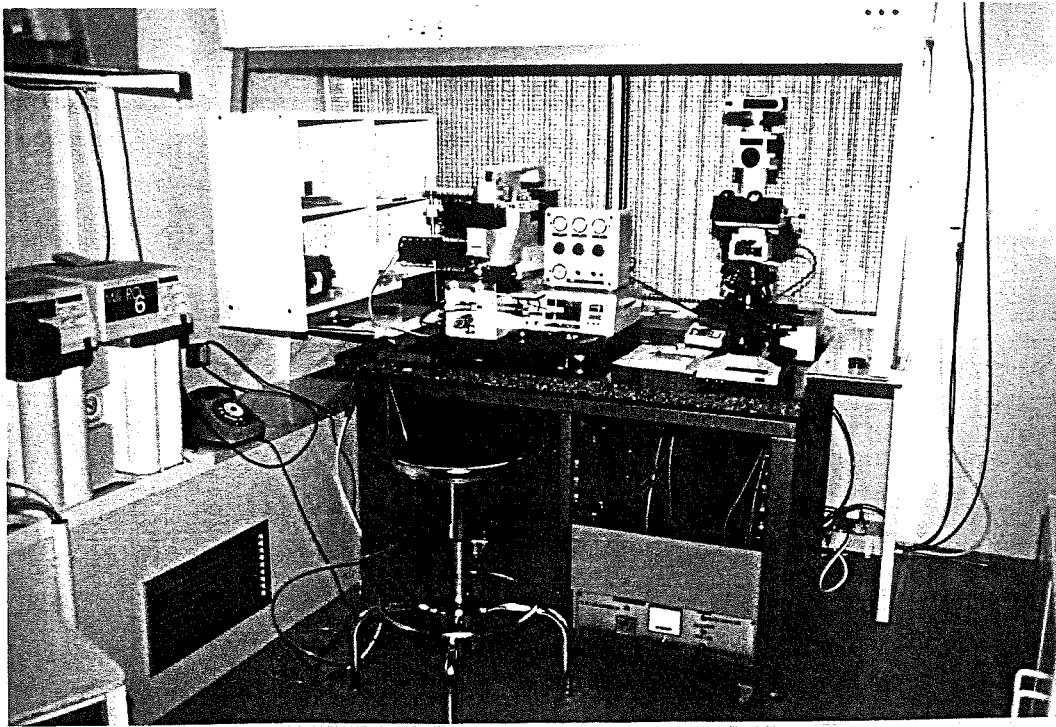
La cause principale de dégradation de la résolution vient surtout du fait que le substrat n'est jamais parfaitement plaqué sur le masque (malgré la chambre à vide); il en résulte une perte de définition par diffraction. En général, lorsque le masque est parfaitement en contact avec l'échantillon,

il apparaît au microscope des franges de coin d'air. L'obtention de ces franges est tout à fait nécessaire avant l'insolation. Dans le cas contraire, cela veut dire qu'il y a une impureté sur le masque ou l'échantillon qui empêcherait d'obtenir des motifs inférieurs à 3 μm . L'intérêt d'une salle propre apparaît ici clairement. De plus, un bourrelet de résine se crée sur les bords du substrat lors de l'opération de dépôt de celle-ci avec la tournette. Ce phénomène inévitable dégrade la résolution pour la même raison exposée ci-dessus. Pour atténuer ces effets, on a intérêt à :

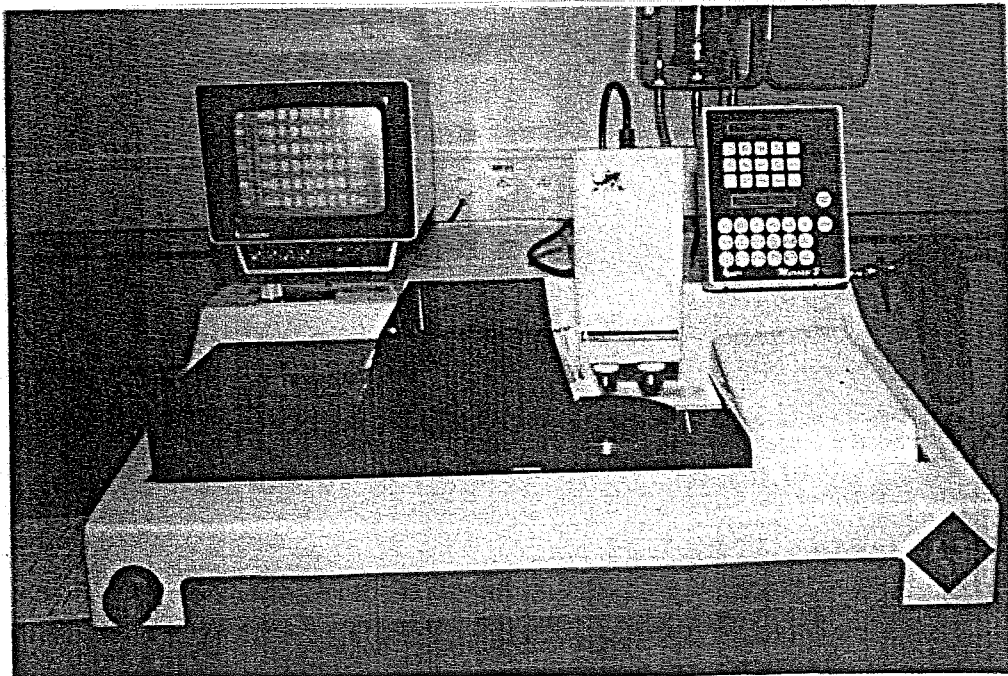
- utiliser un substrat rond au lieu d'un substrat carré (pour ce dernier, les coins ont une épaisseur de résine très importante).
- utiliser un substrat le plus grand possible de manière à travailler sur les zones de résine du centre dont l'épaisseur est homogène. Ceci n'est pas toujours possible pour les substrats très fins utilisés pour les jonctions à 380 GHz (épaisseur de 100 μm) où le risque de casse du substrat augmente beaucoup avec la dimension du substrat.

Dans les pages suivantes figurent des photographies de l'instrumentation utilisée pour la fabrication des jonctions.

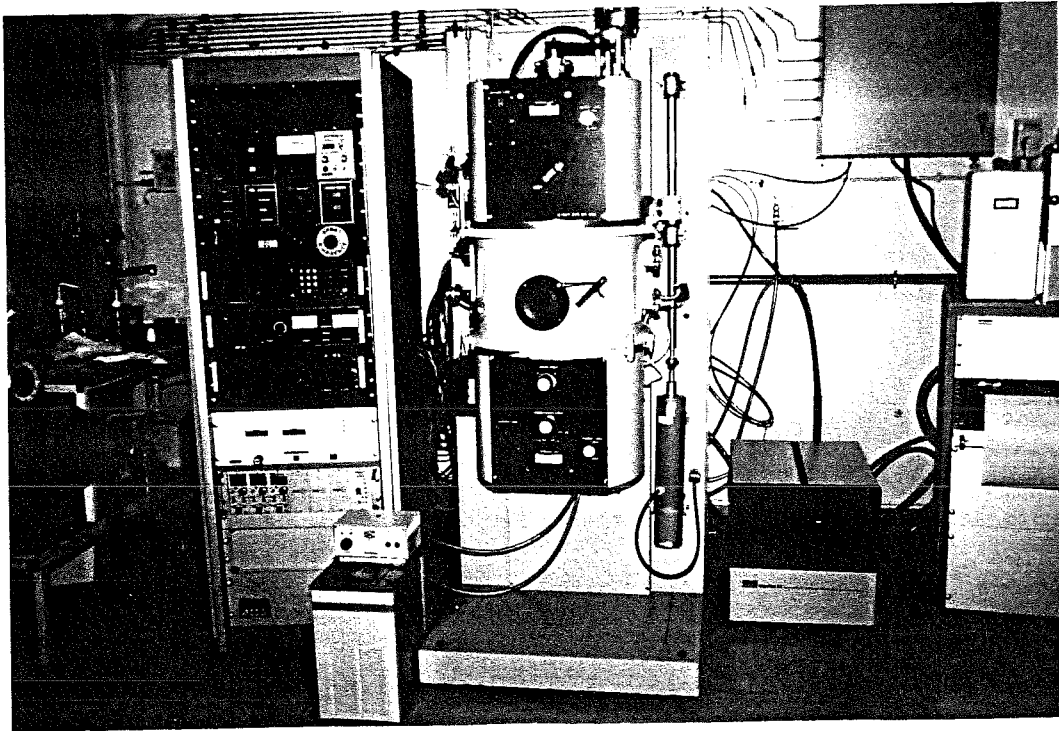
Instrumentation utilisée pour la fabrication des jonctions :



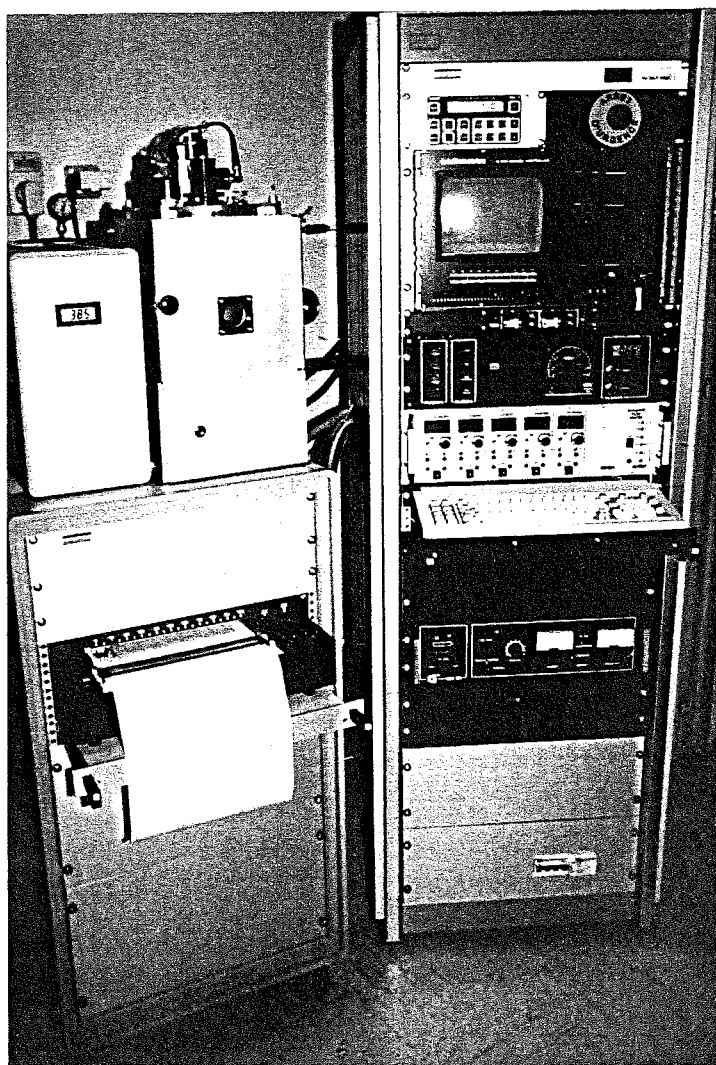
Vue de la salle blanche : de gauche à droite, on distingue la station d'eau déionisée, l'aligneur de masque UV et le microscope optique.



Scie pour découpe des jonctions



Appareil de pulvérisation pour dépôt des couches de Niobium et d'Aluminium



Machine de gravure
ionique réactive (RIE)



Evaporateur de SiO

Bibliographie

- [1] VLSI Electronics Microstructure Science, Vol. 8, "Plasma Processing for VLSI", Edited by N.G. Einspruch, D.M.Brown, Academic Press, INC 1984.
- [2] "Physical Vapor Deposition", Airco Temescal, 2850 Seventh Street, Berkeley, California, 1976.
- [3] R.Besson, "Technologie des dépôts sous vide", Toute l'électronique, Décembre 1986, No.519, p.34-44.
- [4] R. d'Agostino, D.L. Flamm, "Plasma etching of Si and SiO₂ in SF₆-O₂ mixtures", J.Appl. Phys., Vol. 52, No.1, January 1981.
- [5] T.Harada, K.Gama, S.Namba, "Dry etching of Nb and Fabrication of Nb Variable-Thickness-Bridges", Jap. J. of Appl. Phys, Vol.20, No.1, January 1981, pp259-264.
- [6] M.A.Hartney, D.W.Hess, D.S.Soane, "Oxygen plasma etching for resist stripping and multilayer lithography", J. Vac. Sci. Technol. B 7 (1), Janv/Feb 1989.

Chapitre III

Chapitre III

Processus de fabrication des jonctions SIS

I Généralités

Dans ce chapitre, je commence par décrire le processus de fabrication des jonctions SIS avec référence aux trois articles inclus au paragraphe II. Ces articles permettent de voir l'évolution du processus de fabrication et les progrès qui ont été effectués. Une partie de mon travail pour cette thèse a été d'équiper complètement la salle blanche qui permet la fabrication de ces jonctions. A la lumière du processus de fabrication, j'explique les choix qui ont été effectués pour l'équipement. Je poursuis avec la description des études successives qui ont été réalisées pour optimiser la fabrication des jonctions. Certaines études spécifiques relatives à l'équipement ont déjà été décrites au chapitre précédent et je ne ferai que les rappeler. Pour terminer, je résume les points essentiels de cette technologie.

II Description du procédé de fabrication

Ce procédé est décrit dans les trois publications qui suivent. Celles-ci sont présentées par ordre chronologique de parution.

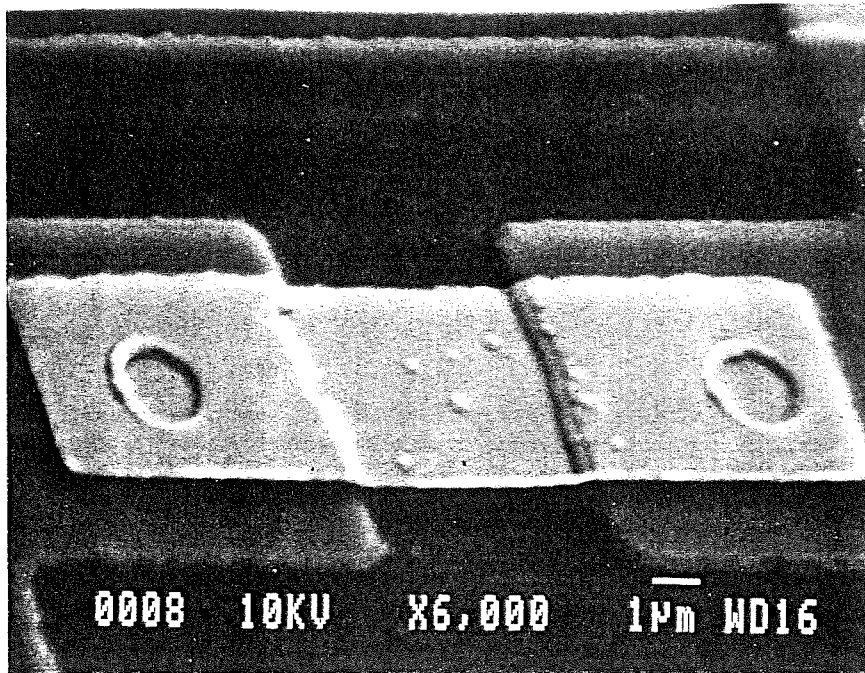
Le premier article intitulé "Nb/AlOx/Nb junctions for integrated superconducting heterodyne receiver" présente les premières caractéristiques I-V de jonctions Niobium obtenues sur un substrat de silicium oxydé. Ce substrat est inutilisable dans un mélangeur en ondes millimétriques à cause des pertes RF induites par celui-ci. Les plus petites surfaces de jonctions obtenues sont de $3\mu\text{m} \times 3\mu\text{m}$ mais la caractéristique I-V pour les jonctions de cette surface n'est pas excellente. Les densités de courant sont trop faibles (inférieures à 400 A/cm^2) pour un fonctionnement correct dans un mélangeur à partir de 100 GHz où (les densités de courant doivent être supérieures à 1000 A/cm^2).

Dans la deuxième publication intitulée "Hétérodynage en ondes millimétriques et submillimétriques avec des jonctions supraconductrices", les progrès sont déjà sensibles. Les

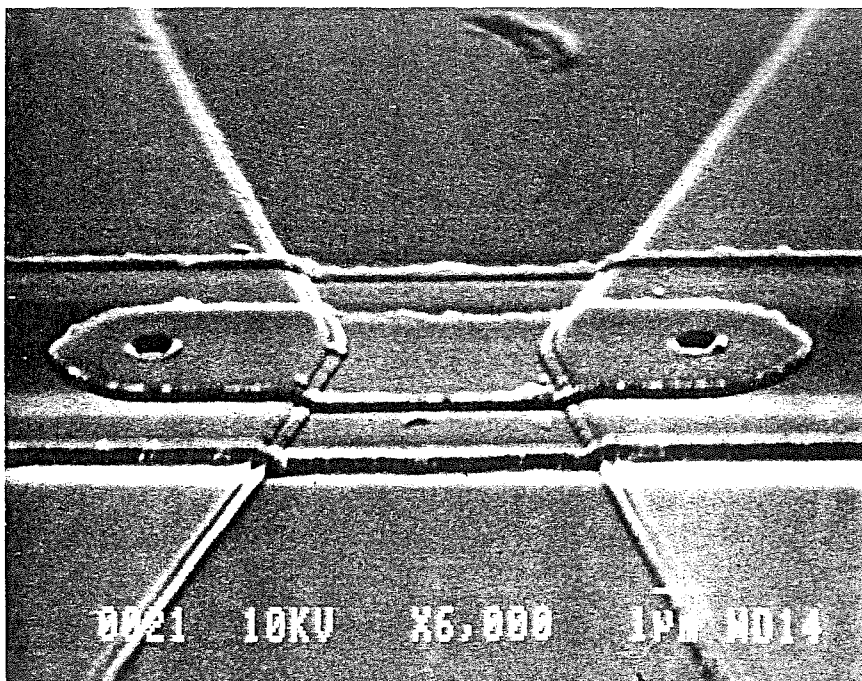
jonctions sont maintenant réalisées sur des substrats de quartz d'épaisseur 200 μm et sont compatibles avec le mélangeur à 100 GHz de l'IRAM (Institut de Radio Astronomie Millimétrique, Grenoble). Les surfaces sont plus petites (environ 4 μm^2) mais avec un taux de réussite très faible. Les densités de courant sont plus importantes mais encore insuffisantes (1000 A/cm²). Le gap d'une jonction est un peu faible : 2,6 mV (on peut espérer atteindre un gap de 3 mV dans les meilleures conditions). Les premiers tests avec cette série de jonctions ont été effectués dans les mélangeurs IRAM à 100 GHz (non reportés dans l'article, mais cités au chapitre IV, paragraphe II).

Le dernier article intitulé " Small Nb/Al-AlO_x/Nb junctions for a 380 GHz SIS receiver " vient tout juste d'être soumis à la revue "Superconductor Science and Technology". Cet article illustre bien toutes les études qui ont été effectuées pour comprendre et optimiser le procédé de fabrication des jonctions. Ces dernières sont à présent opérationnelles sur un récepteur à 380 GHz destiné au projet CNES du nom de "PRONAOS-SMH". Les jonctions sont alors réalisées sur un substrat de quartz de 100 μm d'épaisseur. Les plus petites surfaces obtenues sont de l'ordre de 0,9 μm^2 (jonctions circulaires de diamètre 1 μm) et les densités de courant peuvent atteindre 1,5.10⁴ A/cm²! Le gap a augmenté jusqu'à 2,85 mV. Le rendement de fabrication des plus petites jonctions n'est pas négligeable : de l'ordre de 30% selon les substrats. C'est amplement suffisant car, vu la taille du filtre RF à 380 GHz, on peut fabriquer 400 jonctions à la fois sur un même substrat de 2,5 cm de diamètre. Les jonctions à très forte densité de courant n'ont pas encore été testées dans le récepteur à 380 GHz.

On trouve, page suivante, des photographies prises au microscope électronique de jonctions réalisées pour les récepteurs à 100 GHz et à 380 GHz. Figure également une photographie du banc de test des caractéristiques I-V statiques des jonctions SIS à la température de l'hélium liquide (4,2 K).



Photographie en microscopie électronique d'un réseau de deux jonctions en série pour le récepteur 100 GHz IRAM. Chaque jonction a une surface d'environ $2 \mu\text{m}^2$



Photographie prise en microscopie électronique d'un réseau de deux jonctions pour le récepteur à 380 GHz. Chaque jonction a une surface d'environ $1 \mu\text{m}^2$.



Chaîne de test des caractéristiques I-V DC des jonctions SIS : à gauche, on distingue le réservoir d'hélium liquide, au centre le générateur BF qui polarise la jonction en courant et en dessous, l'oscilloscope sur lequel on peut observer et mesurer la caractéristique I-V de la jonction.

Stimulated Effects in Josephson Devices

Capri, Italy, 27-30 September 1988

Ed : M.Russo, G.Costabile (World Scientific)

Nb/AlO_x/Nb JUNCTIONS FOR INTEGRATED SUPERCONDUCTING HETERODYNE RECEIVER

D.-G. CRETE, P. FEAUTRIER, M. HANUS,
ENS Radioastronomie, 24 Rue Lhomond F75231 Paris Cedex 05, France

R. MONACO,
Istituto di Cibernetica del C.N.R., I80072 Arco Felice, Italy

P.J. ENCRENAZ,
Observatoire de Meudon, F92190 Meudon Principal CEDEX, France.

ABSTRACT:

We describe the process for Nb/AlO_x/Nb junction fabrication with an area of 9 sq.-micrometer; size reduction has been tested on a Nb/NbO_x/PbIn technology.

The design of an experimental integrated receiver with heterodyne mixer and local oscillator is presented; the 94 GHz oscillator is based on fluxon oscillations in long Josephson junctions. This test experiment is a first step towards an all integrated receiver for satellite applications.

I. INTRODUCTION:

As the most sensitive detector at millimeter wavelength, the SIS heterodyne mixer is now commonly used on telescopes for radioastronomical applications(1-5).

Ground based telescopes are used in the millimeter range(6), particularly at frequencies where the atmospheric transmission is good. For astronomical observation of oxygen and water lines, and in the submillimeter range, very high sites are required such as airborne observatories(7), balloons or satellites.

The operation of an SIS mixer is limited in the Terahertz range by the energy gap of the superconducting electrodes(8). Due to their large energy gap, high T_c superconductors could push this limitation up to 10 THz, and allow operation at liquid nitrogen temperature with only a small increase in receiver noise temperature: at high frequency, the quantum noise limit (about 50 K/THz) dominates the physical temperature effects.

These considerations are important in the design of a satellite receiver working at high frequency. But number of technological issues have to be solved: the fabrication of good quality junctions and a good stability versus time and thermal cycling.

The commonly used Pb-alloy junctions degrade after only a few thermal cycles, generally required every week in order to refill the liquid helium cryostat. Alternative solutions are:

- using a closed-cycle liquid helium cryogenerator(9), which allows for thousands of hours of continuous operation: as the junction is thermally cycled less often, its lifetime is longer;

- using refractory materials(10): Nb/AlOx/Nb junctions are rugged and very stable. The tunnel barrier does not evolve at temperatures less than 400 K, and the Nb films are less easily scratched than Pb films.

The reliability and high quality of these devices(11) has motivated the development of Nb/AlOx/Nb junction fabrication, in a collaboration of the CEA (Saclay) and ENS (Paris).

The second part of this paper describes the fabrication process and the junction obtained; ongoing improvements are presented in the third part. In part IV, we describe a test receiver integrating a local oscillator (LO) at 94 GHz built with an array of long Josephson junctions (LJJ) used in the fluxon oscillation regime. This design takes advantage of the very low LO power required by an SIS mixer, less than 10 nW at 100 GHz.

II. FABRICATION PROCESS:

In order to produce Nb/AlOx/Nb junctions with an area of 4 sq.-micrometer, we first have made small Nb/NbOx/PbIn junctions to test the size reduction on a well known technology. The design is represented fig.1 and shows 2 junctions in series with RF filters on each terminals.

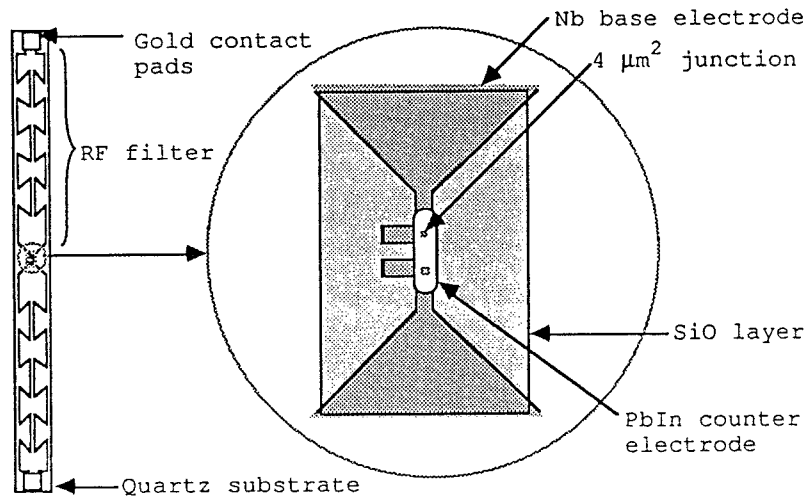


Fig.1: 2 junctions array with 4 μm² individual area.

A 200 nm Nb film was first sputtered, using a DC magnetron, on a 200 micrometer thick quartz substrate. A S1400-31 photo-resist was used to define the base electrode. The Nb film in excess was etched away with a reactive ion etching (RIE) process: the CF_4/O_2 (10%) total pressure was 100 Pa (1 mbar), with an RF power of 150 W, and 80 V DC bias.

A lift-off process was used for patterning each of the 3 subsequent layers:

- in order to make small junctions, we have used SiO_2 windows of 2×2 sq.-micrometer to define the junction area;
- gold contact pads were made at the end of the RF filters;
- after photolithography for the counter electrode, the Nb surface was cleaned with an ion gun, and the tunnel barrier was made by oxidation of the base electrode during 30 s using an RF plasma of Ar/O_2 (10%) at a RF power of 7 W; the total pressure was 0.03 Pa.

Oxidation of the Nb base electrode and evaporation of the PbIn (10% wg.) counter electrode are performed in the same vacuum chamber to prevent contamination of the tunnel barrier.

The I-V curve obtained are shown fig.2. Noise in the test apparatus sometimes prevented observation of the DC Josephson current, when the critical current was too small.

The next step we have made is the fabrication of 9 sq.-micrometer $\text{Nb}/\text{AlOx}/\text{Nb}$ junction using a SNEP process.

The substrates used for optimizing the process are silicon wafers, which were oxidized on the surface to prevent etching during RIE. The masks were designed for the fabrication of single junction without RF filter; the junction areas range from 9 to 300 sq.-micrometer.

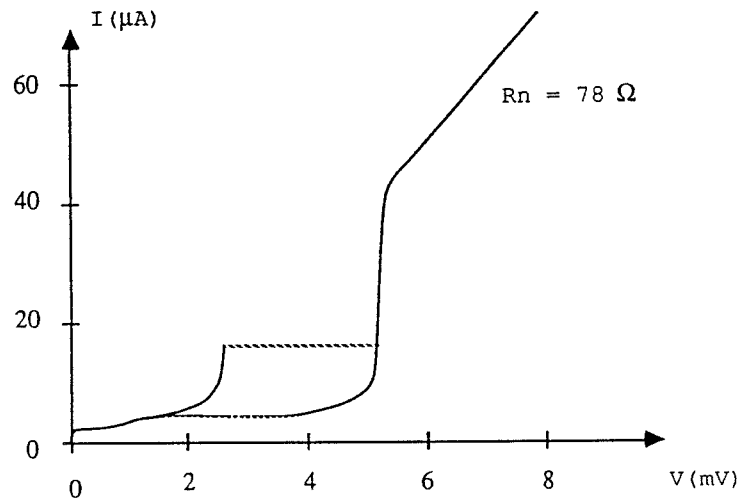
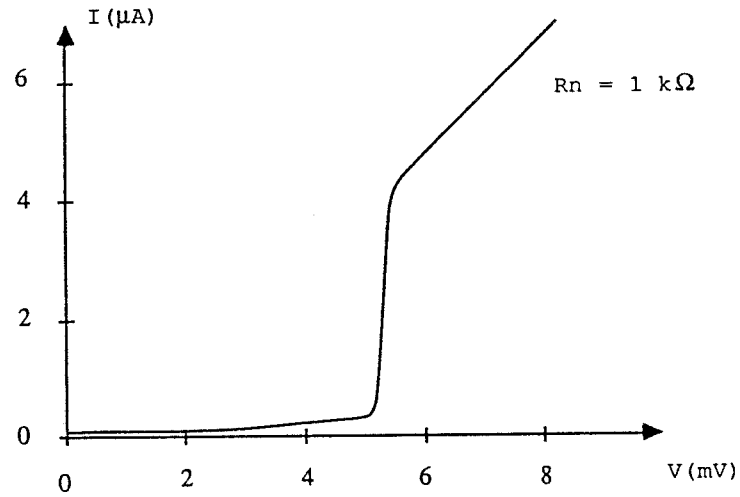
The trilayer was sputtered with a DC magnetron Ar plasma at a pressure of 0.8 Pa. The first 200 nm thick Nb layer was deposited with a power of 1000 W, at a rate of about 3 nm/s; it was then coated with a 7 nm thick Al layer at a rate of 0.33 nm/s (100 W); the latter is thicker than necessary because the sputtering rate was not accurately calibrated and we wanted a hole-free Al film. The tunnel barrier was built by thermal oxidation of the Al layer during about 30 mn, i.e. well after saturation of the oxide thickness. Good control of the critical current density is obtained with the oxygen partial pressure(12): we used an Ar/O_2 (15%) mixture at pressures ranging from 500 Pa (5 mbar) to about 1 Atm.

The deposition of the top Nb layer was then performed at a reduced power (500 W, 1.5 nm/s) to prevent any damage to the tunnel barrier; the sputtering time is longer to get a 200 nm thick top electrode. A more careful calibration of the deposition rate has shown that the films were actually thinner than expected.

The trilayer was then patterned by etching: the RIE process has been used for the Nb top layer as described for $\text{Nb}/\text{NbOx}/\text{PbIn}$ junctions. Then the alumina was removed in a wet etch of MF3l2 , and the Nb ground layer (the base electrode) was also patterned with RIE.

The subsequent steps in the process apply only to large junctions fabrication: the junction area was defined by the overlap of a

a) i.



b)

Fig.2: I-V curves for arrays of 2 junctions in series; the individual junction area is $4 \mu\text{m}^2$.
 a) $J_c \approx 75 \text{ A/cm}^2$; b) $J_c \approx 850 \text{ A/cm}^2$.

photoresist stencil with the trilayer; the Nb in excess was etched away by RIE. An SiO window, smaller than the junction, was then made by lift-off to contact the top layer (the counter electrode) with the interconnections without shorting the junction (See fig.3). The counter electrode was cleaned with an ion gun before the interconnections were deposited. Picture 1 shows the I-V curve of a good quality junction with an area of 300 sq.-micrometer and a critical current density of 260 A/sq.-cm: Proximity effects can be seen, resulting from the unoxidized Al film near the tunnel barrier.

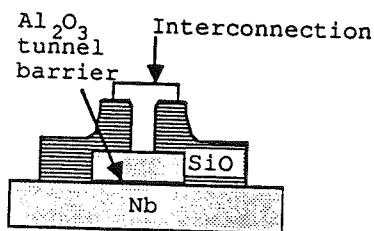
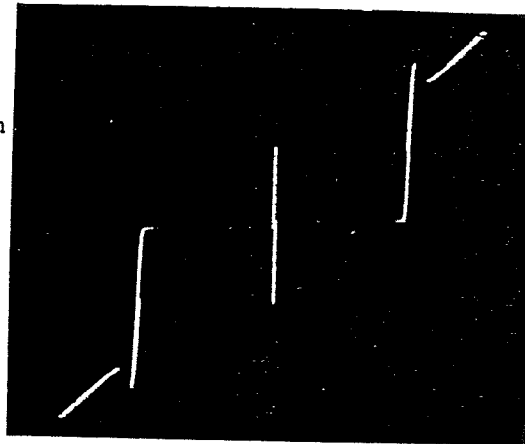


Fig.3: Structure of a Nb/AlOx/Nb junction.



Picture 1: I-V curve of a junction; $S=300 \mu\text{m}^2$, Hor. 1mV/cm, Ver. 0.5mA/cm, $R_n \approx 2 \Omega$.

Size reduction required to change the process after patterning the base electrode, because of alignment problems. A self-alignment process was chosen: the same photoresist stencil was used - to protect the Nb top layer of the junction during RIE, - and to define the SiO window, as shown fig.4. The photoresist is slightly etched by the CF₄/O₂ plasma, resulting in slopes instead of abrupt discontinuities at the edge of the junction (not shown on fig.4). This helps the SiO layer to insulate more efficiently the interconnection from the base electrode. The I-V curve of a 9 sq.-micrometer junction is shown Picture 2.

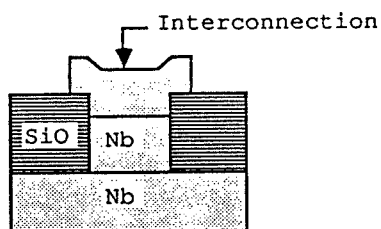
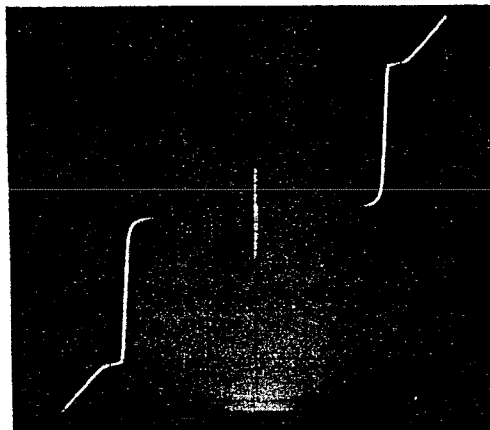


Fig.4: Structure of a Nb/AlOx/Nb junction made with a self-alignment process.



Picture 2: I-V curve of a junction: $S=9 \mu\text{m}^2$, Hor. 1mV/cm , Ver. $18 \mu\text{A/cm}$, $R_n=56 \Omega$.

III. IMPROVEMENTS:

All the junctions obtained had $J_c < 400 \text{ A/sq.-cm}$; the junctions are required to operate at 100 GHz with an RF embedding impedance of about 100 Ohm. As the RF input impedance is roughly half the normal resistance R_n , we must have for matching purposes I_c of the order of 10 microamps for a single junction. The performance of an SIS mixer is optimized for $R_n C_w$ products ranging from 3 to 10 (13): this condition determines the area of the junction, giving values for the critical current density from 1000 to 2000 A/sq.-cm.

The Oxygen pressure can be reduced below 5 mbar (500 Pa) to get thinner tunnel barrier and corresponding critical current densities larger than 400 A/sq.-cm.

Proximity effects can be reduced with a thinner Al layer: a careful calibration of the Al sputtering rate is underway.

The size reduction of the junctions down to 4 sq.-micrometer is being made. Recent tests as described in Ref.14 have shown that the Nb films were almost stress-free: the Ar pressure is optimized at 0.8 Pa.

It is desirable to lower the temperature of the substrate during the films deposition as this reduces the diffusion of Al in the Nb base electrode. Tests are being made with an operating temperature of 7 - 11 C.

IV. DESIGN OF AN INTEGRATED TEST RECEIVER:

A striking advantage of SIS mixers is the very low LO power required, less than 10 nW at 100 GHz for a single junction (15). The power from a shuttling soliton in a LJJ has been measured at 10 GHz to be of the order of 0.1 nW (16). The coupling coefficient was estimated to be a few percent. The dynamics of the soliton impose an upper limit of about 20 - 30% for the coupling coefficient. Also, the power is expected to scale linearly with frequency up to 100 GHz at least (17). To further increase this power, it is possible to use an array of LJJ, as the radiated power scales as the square of the number of junctions in the phase-locked regime (18). In our design, the LO shown fig.5 is made with 10 LJJ

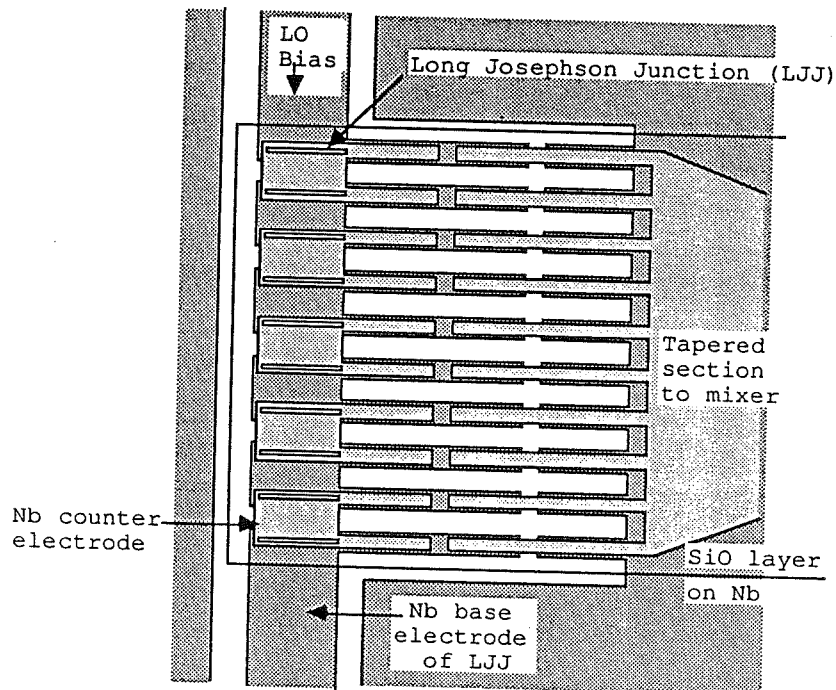


Fig. 5: Design of the fluxon oscillator with 10 LJJ.

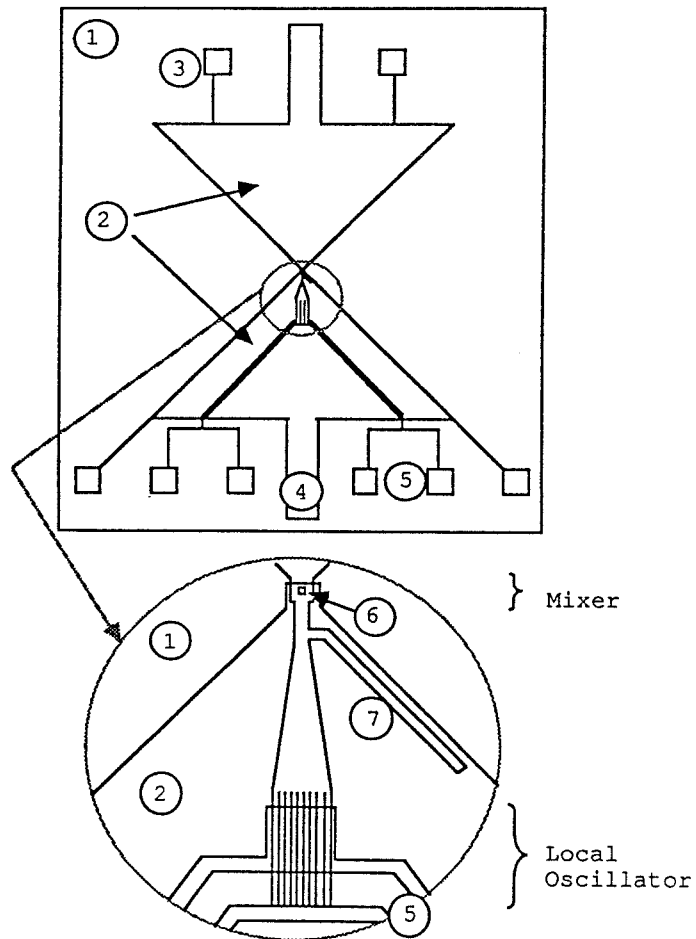


Fig. 6: Bow-Tie antenna with mixer at the apex and array of 10 LJJ used as Local Oscillator. The SiO window is not shown for clarity. 1-Substrate, 2-Antenna, 3-Mixer DC terminal, 4-IF terminal, 5-LO DC bias, 6- $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ SIS junction, 7-Stub resonator.

to generate about 100 nW; this is more than necessary, but the power can be reduced by creating solitons in a few junctions, the remaining junctions being in the $V=0$ state.

The LO power is coupled to the SIS mixer through a microstrip circuit, and the SIS mixer is located at the apex of a bow-tie antenna on a quartz substrate, used to couple the input signal to the mixer (see fig.6). The equivalent circuit at RF is represented fig.7: the bow-tie impedance is 118 Ohm, matched to the mixer RF impedance for the best signal coupling factor. The source admittance of the LO (Y_{lo}) is much smaller than $1/118$ S to couple only 5% of the LO power to the mixer. A more detailed description of this design will be given in a separate publication.

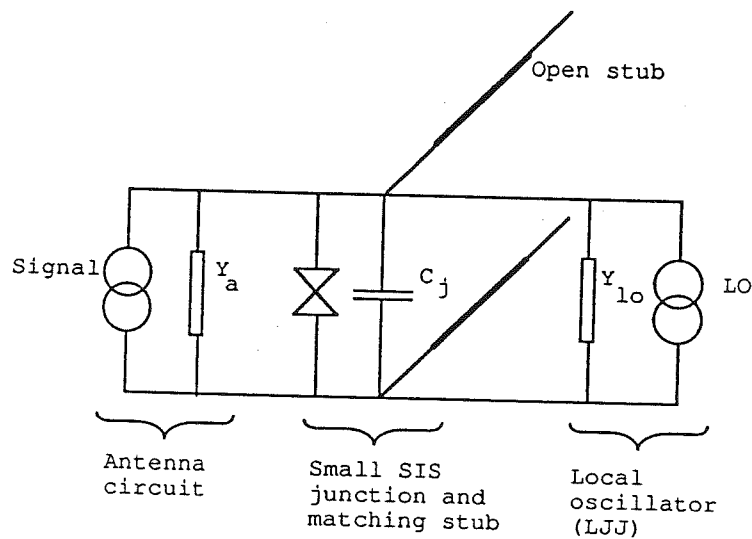


Fig. 7: Equivalent circuit of the receiver at RF.

A point of importance is the harmonic content of the LO: a Dirac-like pulse of energy is emitted at each reflection of the soliton giving a Dirac comb for the emission spectrum(19). In this design, we did not insert low-pass filters to prevent higher order harmonics from reaching the junction, but it is expected that the junction capacitance will short them out.

A higher order harmonic could be selected using a band-pass filter with only a small loss in pump power as compared to the available power at the fundamental.

V. CONCLUSION:

We have described the fabrication of small Nb/AlOx/Nb junctions and presented the results with 9 sq.-micrometer junctions. The fabrication of 4 sq.-micrometer junctions using the SNEP process is under way. The Nb films appeared to be stress-free.

The control of the deposition and RIE parameters is being improved to increase the reproducibility of the fabrication process.

The design of a test integrated receiver with a fluxon oscillator is presented. This can be considered as a first step towards an all integrated receiver, with a local oscillator and a SQUID IF amplifier, for space applications.

ACKNOWLEDGEMENTS

We are greatly indebted to M. Devoret, D. Esteve, C. Urbina and E. Turlot, of the Quantronic group at CEA (Saclay) for the use of their equipment and their valuable help. We wish to thank G.Reinish and S. Pagano for useful discussions, P. Goy, G. Beaudin and the technical group of the DEMIRM at Observatoire de Meudon for their kind assistance; also, J.-P. Maneval and J.-L. Suchail for the evaporation and the RIE systems. Special thanks to Pr J. Niemeyer and G. Costabile for the current fabrication of the masks of the receiver.

Part of this work was supported by the EEC contract no. ST20267JC "Nonlinear Stimulated Effects in Josephson Devices".

REFERENCES

1. Blundell R., Hein H., Gundlach K.H. and Blum E.J., "An SIS Receiver for the 3mm Wavelength Range," Int'l J. of IR & MM Waves, vol. 3 no.6, pp. 793-799 (1982);

Blundell R. and Gundlach K.H., "SIS Junction Response from the Millimetre into the Submillimetre Wave Region," SPIE 598, Instrumentation for Submillimeter Spectroscopy, pp.16-19 (1985);

Ibruegger J., Carter M. and Blundell R., "A Low Noise Broadband 125-175 GHz Receiver for Radioastronomy Observations," Int'l J. of IR & MM Waves, vol.8, p.595 (1987);

Blundell R., Carter M. and Gundlach K.H., "A Low Noise Receiver Covering the Frequency Range 215-250 GHz," Int'l J. of IR & MM Waves, vol.9 no.4, pp.361-370 (1988).
2. Woody D.P., Miller R.E. and Wengler M.J., "85-115 GHz Receivers for Radioastronomy," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-33, pp. 90-95 (1985);

Ellison N.B. and Miller R.E., "A Low Noise 230 GHz SIS Receiver," Int'l J. IR & MM Waves vol. 8 no.6, p.609 (1987).

3. Pan S.-K., Feldman M.J., Kerr A.R. and Timbie P., "A Low Noise 115 GHz Receiver using Superconducting Tunnel Junctions," Appl. Phys. Lett., vol. 43 no.8, pp. 786-788, (1983);

D'Addario L.R., "An SIS Mixer for 90-120 GHz with Gain and Wide Bandwidth," Int'l J. IR & MM Waves, vol. 5 no.11, pp.1419-1442 (1985).
4. Sutton E.C., "A Superconducting Tunnel Junction Receiver for 230 GHz," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-31 no.7, pp.589-592 (1983).
5. Olsson L., Rudner S., Kollberg E. and Lindstrom C.O., "A Low Noise SIS Array Receiver for Radioastronomical Applications in the 35-50 GHz Band," Int'l J. of IR & MM Waves, vol.4 no.6 , pp. 847-858 (1983).
6. Kollberg E.L., "Detection of Millimeter and Submillimeter WAVES," IEEE MTT-S INTER'L MICROWAVE SYMP., LAS VEGAS (1987).
7. Roeser H.P., Schaefer F., Schmid-Burgk J., Schultz G.V., van der Wal P. and Wattenbach R., "A Submillimeter Heterodyne Receiver for the Kuiper Airborne Observatory and the Detection of the .372 mm Carbon Monoxide Line J=7-6 in OMC-1 and W3," Int'l J. of IR & MM Waves, vol. 8 no.12 (1987).
8. Danchi W.D. and Sutton E.C., "Frequency dependence of Quasiparticle Mixers," J. Appl. Phys., vol.60 no.11, pp.3967-3977 (1986).

Winkler D., "Properties of Quasiparticle Mixers at Frequencies Corresponding to the Superconducting Energy Gap," Ph.D. Thesis, Phys. Dept., Chalmers Univ. of Tech., Goteborg, Sweden (1987).
9. Maréchal J.-C., Pernot J.-C., Salez M. and Encrenaz P.J., (to be published).
10. Laibowitz R.B. and Mayadas A.F., "Josephson Junctions with Nb/Al Composite Electrodes," Appl. Phys. Lett., vol.20 no.7, pp. 254-256 (1972);

Broom, R.F., Raider, S.I., Oosenburg, A., Drake, R.E. and Walter W., "Niobium Oxide-Barrier Tunnel Junction," IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. ED-27 no.10, pp. 1998-2008 (1980);

Gurvitch M., Washington M.A., Huggins, H.A. and Rowell J.M., "Preparation and Properties of Nb Josephson Junctions With Thin Al Layers," IEEE Trans. Mag., vol MAG-19 no.3, pp. 791-794 (1982).
11. Lichtenberger A.W., McClay C.P., Mattauch R.J., Feldman M.J., Pan S.-K. and Kerr A.R., "Fabrication of Nb/Al-AlOx/Nb Junctions

With Extremely Low Leakage Currents," Appl. Sup. Conf. (1988);
to appear in IEEE Trans.Mag. (1989).

12. Morohashi S., Shinoki F., Shoji A., Aoyagi M. and Hayakawa H., "High Quality Nb/Al-AlOx/Nb Josephson Junction," Appl. Phys.Lett., vol. 46 no.12, pp.1179-1181 (1985).
13. Hicks R.G., Feldman M.J. and Kerr A.R., "A General Numerical Analysis of the Superconducting Quasiparticle Mixer," IEEE Trans. Magn., vol. MAG-21, p. 208 (1985).

Crété D-G., McGrath W.R., Richards P.L. and Lloyd F.L., "Performance of Arrays of SIS Junctions in Heterodyne Mixers," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-35 no.4, pp. 435-440 (1987).
14. Imamura T. and Hasuo S., "A Submicrometer Nb/AlOx/Nb Josephson Junction," J. Appl. Phys., vol. 64 no.3, pp. 1586-1588 (1988).
15. Raisanen A.V., Crété D-G., Richards P.L. and Lloyd F.L., "Wide-band Low Noise MM-Wave SIS Mixers with a Single Tuning Element," Int'l J. of IR & MM Waves, vol. 7 no.12 (1986).
16. Monaco R., Pagano S. and Costabile G., "Superradiant Emission from an Array of Long Josephson Junctions," Phys. Lett. A, vol. 131 no.2, pp. 122-124 (1988).
17. Reinish G. and Fernandez J-C., "The Josephson Fluxon Mechanics," (this conference proceedings).
18. Likharev K.K., "Dynamics of Josephson Junctions and circuits," Gordon and Breach, New York (1986), Ch. 13;

Bindslev Hansen J. and Lindelhof P.L., "Static and Dynamic Interactions Between Josephson Junctions," Rev. Mod. Phys. vol. 56, pp.431-459 (1984).
19. Dueholm B., Levring O.A., Mygind J., Pedersen N.F., Soerensen O.H. and Cirillo M., "Multisoliton excitations in Long Josephson Junctions," Phys. Rev. Lett., vol. 46 no.19, pp.1299-1302 (1981).

HETERODYNAGE EN ONDES MILLIMETRIQUES ET SUBMILLIMETRIQUES AVEC DES JONCTIONS SUPRACONDUCTRICES.

Philippe FEAUTRIER

- (1) Ecole Normale Supérieure-24 rue Lhomond 75231 PARIS CEDEX 05
- (2) Groupe d'Astrophysique (CERMO) et IRAM, Domaine Universitaire,
300 rue de la Piscine 38406 SAINT MARTIN D'HERES

Pierre ENCRENAZ et Michèle HANUS

- (1) Ecole Normale Supérieure-24 rue Lhomond 75231 PARIS CEDEX 05
- (2) Observatoire de Meudon, 5 Place Jules Jansen,
92195 MEUDON PRINCIPAL CEDEX

I.- INTRODUCTION

Les ondes millimétriques couvrent la bande de 30 GHz à 300 GHz, ce qui correspond à des longueurs d'onde de 10 à 1 mm. Au sens large, on y ajoute la bande de 300 GHz à 1 THz (1mm à 300 μ m); ce sont les ondes submillimétriques. Cette partie du spectre électromagnétique, surtout pour les ondes submillimétriques, reste relativement méconnue en raison d'une technologie très délicate et pas toujours maîtrisée. Le problème de ces faibles longueurs d'onde est dû à la miniaturisation des composants.

Les applications de ces ondes sont très intéressantes: en particulier en radioastronomie millimétrique on observe des raies correspondant à des transitions entre niveaux rotationnels de molécules. Ces raies d'émission permettent ensuite l'identification de molécules dans les nuages interstellaires. En réalisant des détecteurs de plus en plus performants, opérant à des fréquences toujours plus élevées, on s'attend à découvrir de nouvelles molécules plus complexes dans le milieu interstellaire.

Par ailleurs, il existe dans d'autres domaines des applications à ces instruments, comme par exemple en météo, en télécommunications....

Le composant essentiel de la détection est une jonction à base de métaux supraconducteurs de type SIS. La technologie à mettre en oeuvre pour fabriquer ces jonctions est très lourde et très sophistiquée car elle fait appel aux techniques de la microélectronique : pulvérisation cathodique, évaporation, lithographie optique, gravure plasma...

Nous verrons par la suite les technologies que l'on peut employer puis nous insisterons plus particulièrement sur les jonctions supraconductrices que nous avons réussi à fabriquer.

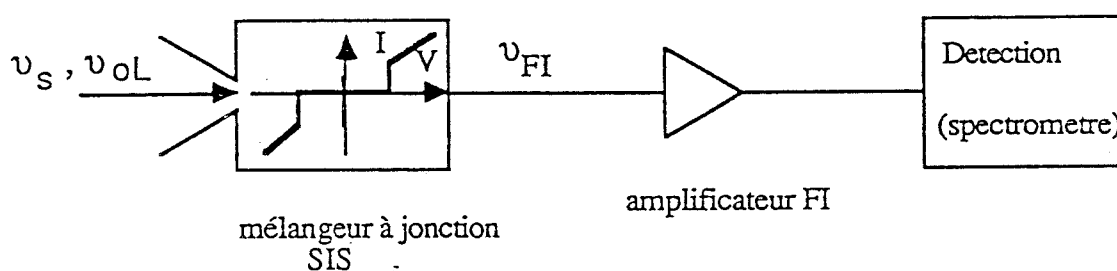
CRIN-CRYOGENIE ET SUPRACONDUCTIVITE

Journées des 27 et 28 Juin 1989 F.I.A.S. - Toulouse

II.- Le principe de la détection hétérodyne

En radioastronomie millimétrique, le signal issu du ciel est très faible et est noyé dans le bruit. Actuellement on ne sait pas fabriquer d'amplificateurs performants à 100 ou 230 GHz, alors que ces raies intéressent particulièrement les astronomes.

Au lieu d'avoir recours à une détection directe, on utilise en fait une détection hétérodyne à faible bruit. L'étape importante de ce type de détection consiste à "mélanger" le signal issu du ciel à la fréquence ν_s avec un signal dit "oscillateur local" à la fréquence ν_{OL} pour produire une fréquence intermédiaire $\nu_{FI} = |\nu_s - \nu_{OL}|$. Si ν_s vaut 100 GHz, ν_{FI} vaut typiquement quelques GHz. Ce signal intermédiaire est ensuite amplifié avant d'être envoyé dans un spectromètre.



Pour effectuer l'opération dite de "mélange", on utilise une jonction SIS (Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur) qui est formée d'une couche isolante très fine entourée par deux couches supraconductrices. Dans ce dispositif, on exploite le fait que la caractéristique courant/tension de la jonction est très fortement non linéaire (voir figure V.2 et V.3). C'est pourquoi on récupère la fréquence FI mais aussi des harmoniques que l'on rejette grâce à un filtre intégré sur le substrat.

En radioastronomie millimétrique, on est particulièrement concerné par le bruit du récepteur. Afin de recevoir des signaux ultra-faibles, le bruit généré par le récepteur doit être le plus faible possible, surtout si l'on sait que le temps d'intégration lors d'une observation varie comme le carré de la température de bruit du récepteur (la température de bruit T_b est la puissance kT_b générée par le récepteur pour une bande passante de 1Hz, puissance référée par rapport à son entrée).

La température de bruit T_R du récepteur vaut :

$$T_R = T_M + L_M T_{FI}$$

où T_M est la température de bruit du mélangeur

L_M est la perte en conversion du mélangeur

T_{FI} est la température de bruit de la chaîne FI.

Etant donné qu'il existe de très bons amplificateurs en basses fréquences, T_{FI} est en général faible. Il est évident que T_M et L_M sont deux paramètres à minimiser pour que le récepteur soit performant. En particulier, si la caractéristique $I(V)$ de la jonction est très non-linéaire (le saut de courant est très raide), les pertes en conversion sont moins importantes et on a même dans certains cas possibilité de gain.

La grande force d'une technologie SIS par rapport aux autres technologies (Schottky...) , c'est que la puissance dissipée par l'oscillateur local est très faible (cent mille fois moins qu'un récepteur Schottky) , d'où un bruit plus faible.

III.- Le problème de la capacité de la jonction

Le problème principal rencontré est celui de la capacité de la jonction. Lorsqu'on augmente la pulsation ω de l'oscillateur local, il faut diminuer d'autant la capacité de la jonction. Tucker et Feldman, basant leur augmentation sur des résultats expérimentaux, ont suggéré que $\omega R_N C \gtrsim 4$ où ω désigne la pulsation de l'oscillateur local, R_N et C la résistance normale et la capacité géométrique de la jonction (1). La résistance normale est en fait l'inverse de la pente de la portion rectiligne de la courbe $I(V)$. Ceci montre que lorsqu'on augmente la fréquence, on doit diminuer la capacité C compte tenu du fait que R_N doit rester autour de 50-100 Ω pour permettre une adaptation aisée. Pour diminuer C , on peut (à technologie donnée) :

- soit diminuer la surface de jonction
- soit mettre des réseaux de jonctions en série.

En pratique, c'est une combinaison des deux solutions qui est adoptée. Pour fixer les idées, une détection à 100 GHz exige une surface de l'ordre de $3\mu m^2$.

Nous allons à présent parler des différentes technologies utilisées pour fabriquer ces jonctions SIS, les comparer, et expliquer la technologie que nous avons développée dans notre laboratoire.

IV.- Comparaison entre les différentes technologies

Les premières jonctions qui ont été utilisées sur des récepteurs SIS étaient faites à base de plomb, ou d'alliages de plomb. Parmi les meilleurs résultats obtenus, on peut citer les jonctions Pb(Bi)/ In-oxyde / Pb(Bi) développées à l'IRAM (2). Parmi les avantages de ces dernières jonctions, on distingue une relative facilité de mise en oeuvre de la technologie, une faible capacité par unité de surface ($40 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$) et un gap assez élevé ($3,4 \text{ mV}$) permettant un fonctionnement à fréquence élevée. En ce qui concerne les inconvénients, c'est surtout la fiabilité qui est en cause. En particulier, ces jonctions sont peu stables dans le temps, ne supportent pas l'humidité et sont très sensibles aux rayures et aux agressions mécaniques.

Pour des récepteurs où la fiabilité est un problème crucial, surtout si on envisage des applications spatiales, il faut impérativement utiliser des matériaux réfractaires dont le plus connu est le Niobium. Ces matériaux sont mécaniquement très durs, insensibles à l'humidité. Des jonctions SIS en Nb/ Al_2O_3 /Nb sont connues comme ayant d'excellentes caractéristiques I(V) (la non linéarité est très marquée); de plus, elles peuvent être stockées à température ambiante et résistent très bien aux cyclages thermiques (3,4,5).

Les jonctions en NbN / MgO / NbN sont particulièrement intéressantes en raison de leur gap élevé (5 mV contre $2,8 - 3 \text{ mV}$ pour Nb/ Al_2O_3 /Nb) (6). En effet, la fréquence de l'oscillateur local doit être inférieure à la fréquence dite "de gap" qui vaut $\frac{e V_g}{h}$ où V_g est le gap de la jonction, ce qui donne environ 700 GHz pour le Niobium et $1,2 \text{ THz}$ pour le Nitrure de Niobium (NbN).

Dans le domaine des très hautes fréquences (au delà du THz), des jonctions utilisant les nouveaux supraconducteurs à haute température critique sont nécessaires en raison de leur gap élevé (environ 20 mV). Toutefois, réaliser des jonctions avec de tels matériaux pose actuellement d'énormes problèmes technologiques qui ne sont pas encore résolus. Il est à noter cependant que certaines expériences de mélange hétérodyne ont donné des résultats satisfaisants à des fréquences supérieures à la fréquence de gap à condition d'éliminer le courant Josephson (ou courant critique) en appliquant un champ magnétique (12). Si une telle expérience s'avère renouvelable, le champ d'utilisation des jonctions "classiques" à base de Niobium pourrait être plus étendu.

En ce qui nous concerne, nous avons choisi l'option des jonctions au niobium en raison des qualités des matériaux réfractaires, des fréquences d'utilisation assez élevées que l'on peut en attendre, et surtout parce que ce type de jonction donne la non-linéarité la plus marquée que l'on connaisse.

V.- Le processus de fabrication

Les jonctions développées dans notre laboratoire sont du type Nb/Al₂O₃/Nb . Le processus de fabrication a d'abord été mis au point sur des substrats en silicium, puis nous l'avons adapté à des substrats de quartz d'épaisseur 200µm. Le quartz est tout à fait indiqué pour un récepteur millimétrique, car il minimise les pertes diélectriques.

Les masques employés pour la fabrication comportent des réseaux de jonctions en série de taille variable. Les jonctions de petite taille qui nous intéressent sont bien entendu plus difficiles à fabriquer. Les jonctions de grande taille servent à mettre au point la technologie et à caractériser le dépôt.

La technologie retenue pour nos jonctions est du type SNEP, procédé développé par Gurvitch et al. (3,7). Nous verrons que dans notre cas, l'isolation de la jonction se fait par une couche de SiO qui remplace de l'oxyde anodique, et se rapproche en fait du procédé SNEP décrit par Yuda et al. (8). On trouvera fig.V.1 la séquence des opérations du processus de fabrication décrit ci-dessous.

a) On commence par déposer sur le substrat entier un tricouche de Niobium/Oxyde d'Aluminium/Niobium. Le dépôt se fait par pulvérisation cathodique avec un appareil Alcatel de type DC Magnetron. La pression d'Argon lors du dépôt est maintenue à $1,2 \cdot 10^{-2}$ mbar. Lors du dépôt, le refroidissement se fait par eau, ce qui permet de maintenir le porte substrat entre 9 et 16°C. Une température de dépôt trop importante est connue comme étant une cause de détérioration des caractéristiques I(V) de ce type de jonction (9)

On dépose une première couche de Niobium de 1300 Å avec une vitesse de 23 Å/s, puis immédiatement une fine couche de 60 Å environ d'aluminium à une vitesse moyenne de 3,5 Å/s. On oxyde la couche d'aluminium par de l'oxygène pur pendant 30 minutes à une pression de l'ordre du millibar. C'est cette pression d'oxygène qui fixe les paramètres de la jonction (résistance normale au courant critique) (4). La couche d'aluminium n'est que partiellement oxydée (sur une épaisseur d'environ 15 Å) (9), et l'alumine formée constitue la barrière tunnel. On dépose enfin une troisième couche en Niobium de 1300 Å à 14 Å/s. Ces trois dépôts se font in situ, sans casser le vide ce qui garantit une grande pureté des films déposés.

(b) Après dépôt d'une couche de résine positive (Shipley S1400-31), le tricouche est gravé dans son ensemble. La gravure se fait en trois étapes:

- la couche supérieure de Niobium est gravée par un plasma de CF₄ + 10% O₂ à une pression de 1mbar.
- la couche Al/Al₂O₃ est gravée chimiquement.

- la couche inférieure de Niobium est gravée dans les mêmes conditions que la couche supérieure.

(c) La troisième étape consiste à définir la géométrie de la jonction qui doit être, rappelons-le, de très petite taille. Un petit plot de résine (jusqu'à $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$) sert d'écran à la gravure de l'électrode supérieure de Niobium (contre-électrode). La gravure du Niobium se fait sous les mêmes conditions que précédemment. Cette gravure s'arrête automatiquement sur la couche d'aluminium, car l'aluminium n'est pas gravé par le plasma (8).

(d) On dépose ensuite une couche de SiO (3000 \AA) par évaporation en gardant la même couche de résine. Le SiO est ainsi déposé par autoalignement, c'est à dire qu'il vient isoler la jonction des court-circuits en venant s'autoaligner sur les bords de celle-ci. Ceci est tout à fait indispensable si on veut obtenir des jonctions de petite taille. La gravure plasma le permet, car la résolution de celle-ci est très bonne. Le SiO excédentaire est éliminé par lift-off dans l'acétone.

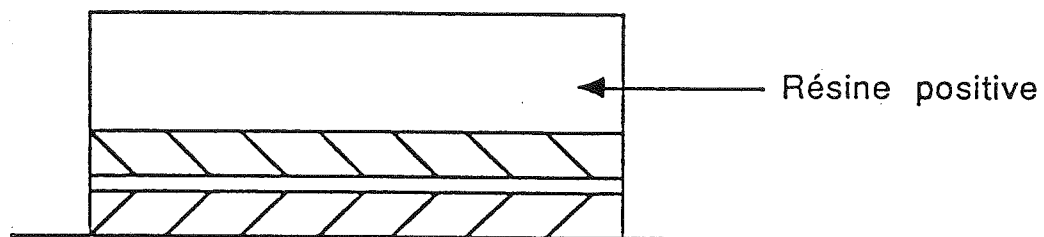
(e) On dépose enfin une couche de Niobium de manière à réaliser le contact sur la contre-électrode à travers la couche isolante de SiO . Pour cela on commence par décaper la contre-électrode avec un canon ionique, puis on dépose typiquement 3500 \AA de Nb à 16 \AA/s . Le niobium en excès est éliminé par lift-off.

(a)

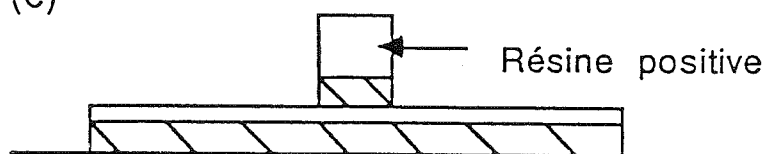


Substrat en quartz

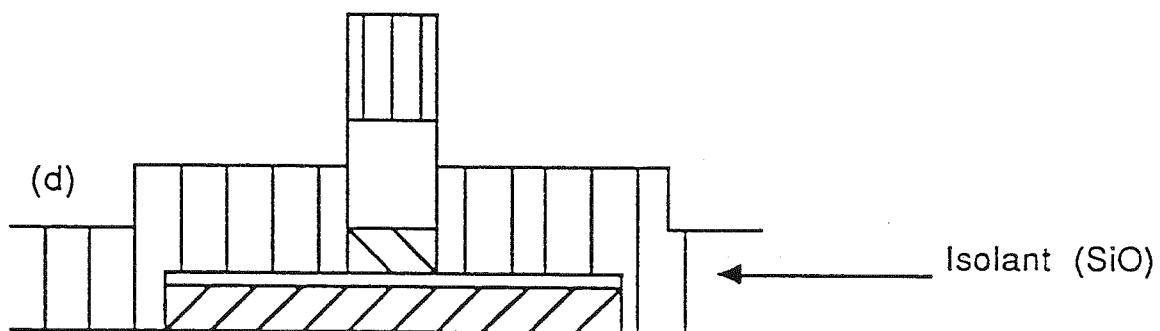
(b)



(c)



(d)



(e)

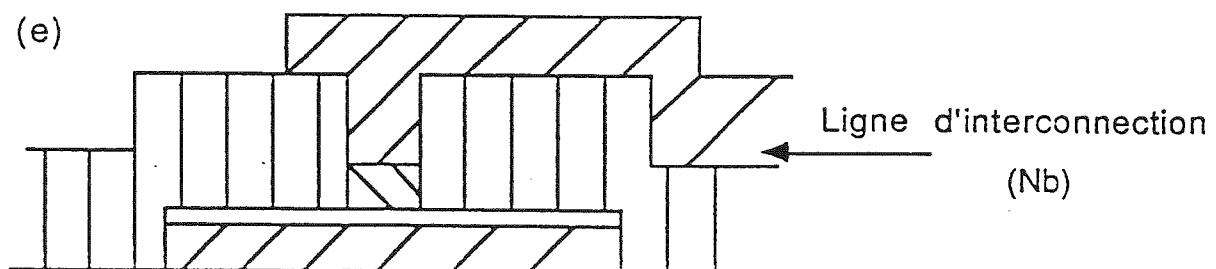


Fig.V.1 : Processus de fabrication de jonctions en Nb/ Al-Al₂O₃ /Nb de petite taille

Ce procédé nous a permis d'obtenir des jonctions d'excellente qualité jusqu'à une taille de $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$ par jonction. La figure V.2 montre la caractéristique d'une jonction de $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$ ayant une résistance normale de $155\ \Omega$ et un gap de 2,7 mV environ. Comme on peut le remarquer, la non-linéarité est extrêmement bien marquée, le courant sous le gap ($V < 2.7\text{ mV}$) est très faible ce qui permet d'espérer de bonnes performances dans un récepteur. Cette jonction destinée à fonctionner dans un bloc mélangeur à 100 GHz a une résistance normale un peu trop élevée par rapport à la résistance idéale de $75\ \Omega$. La pression d'oxydation ($\text{PO}_2 = 1\text{ mbar}$) doit donc être diminuée. Juste au-dessus du gap, on remarque un petit hystérérésis sur la caractéristique. Ce phénomène est connu comme étant dû à un effet de proximité (9). On a vu en effet que toute la couche d'aluminium n'est pas oxydée, mais seulement environ 15 \AA sur les 60 \AA d'aluminium déposé. La température critique de l'aluminium est de $1,3\text{ K}$, soit une température inférieure à celle de l'hélium liquide. L'aluminium n'est donc pas supraconducteur à l'hélium liquide, sauf si sa couche est fine et à proximité d'un supraconducteur, ici le niobium.

La figure V-3 montre un réseau de jonctions : on a ici 4 jonctions en série, chaque jonction ayant une surface de $4\ \mu\text{m}^2$. Au niveau de la capacité du dispositif, cela équivaut donc à une jonction de $1\mu\text{m}^2$. On observe une dispersion entre les courants critiques de $\pm 15\%$ environ sur les quatre jonctions qui est due principalement à une variation de la surface des jonctions, mais ce n'est pas surprenant pour des tailles aussi petites.

Pour améliorer le taux de réussite de ces jonctions, il faudra travailler sur les contraintes qui existent dans les couches déposées par pulvérisation. Ces contraintes sont connues pour être la cause principale de détérioration des caractéristiques $I(V)$ pour les jonctions de taille inférieure à $3\mu\text{m} \times 3\mu\text{m}$ (10,11).

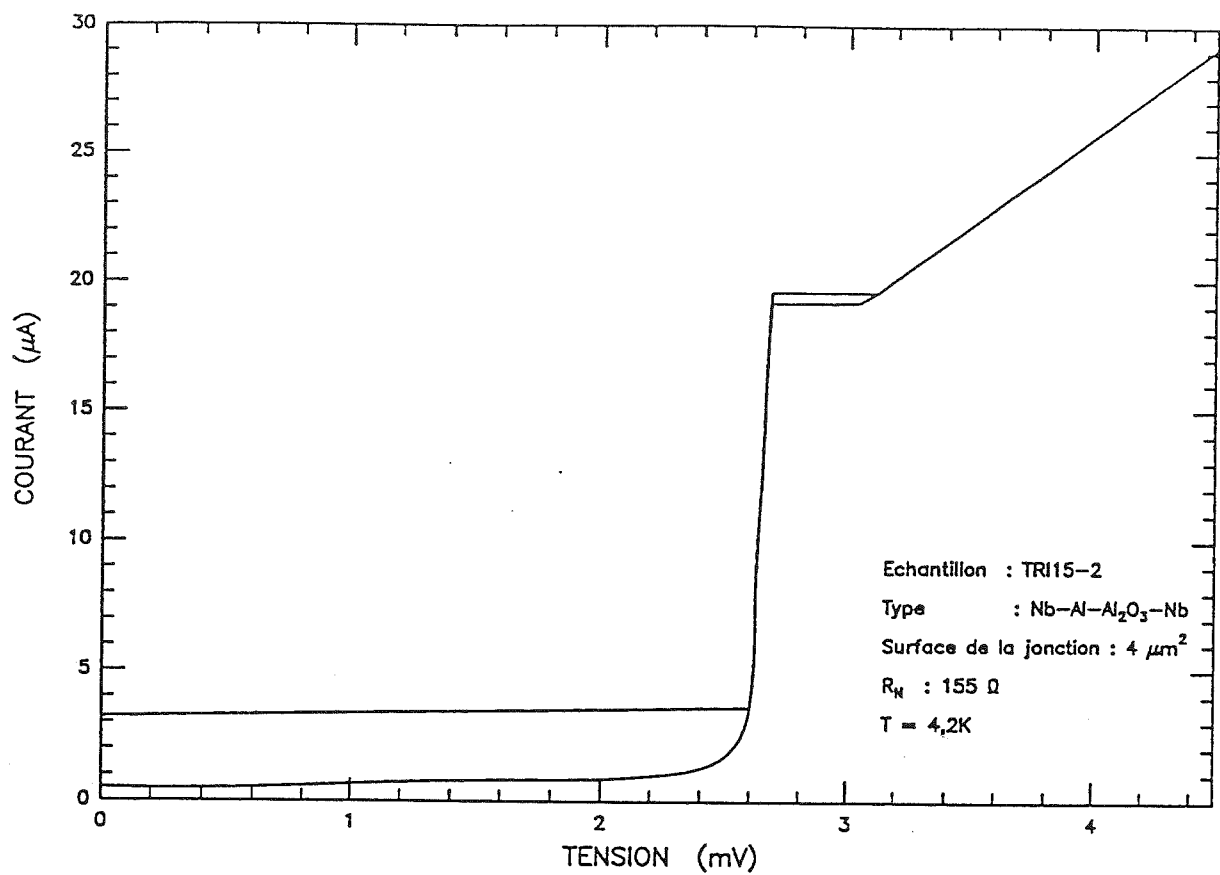


Fig. V-2: Caractéristique I(V) d'une jonction de 4 μm^2

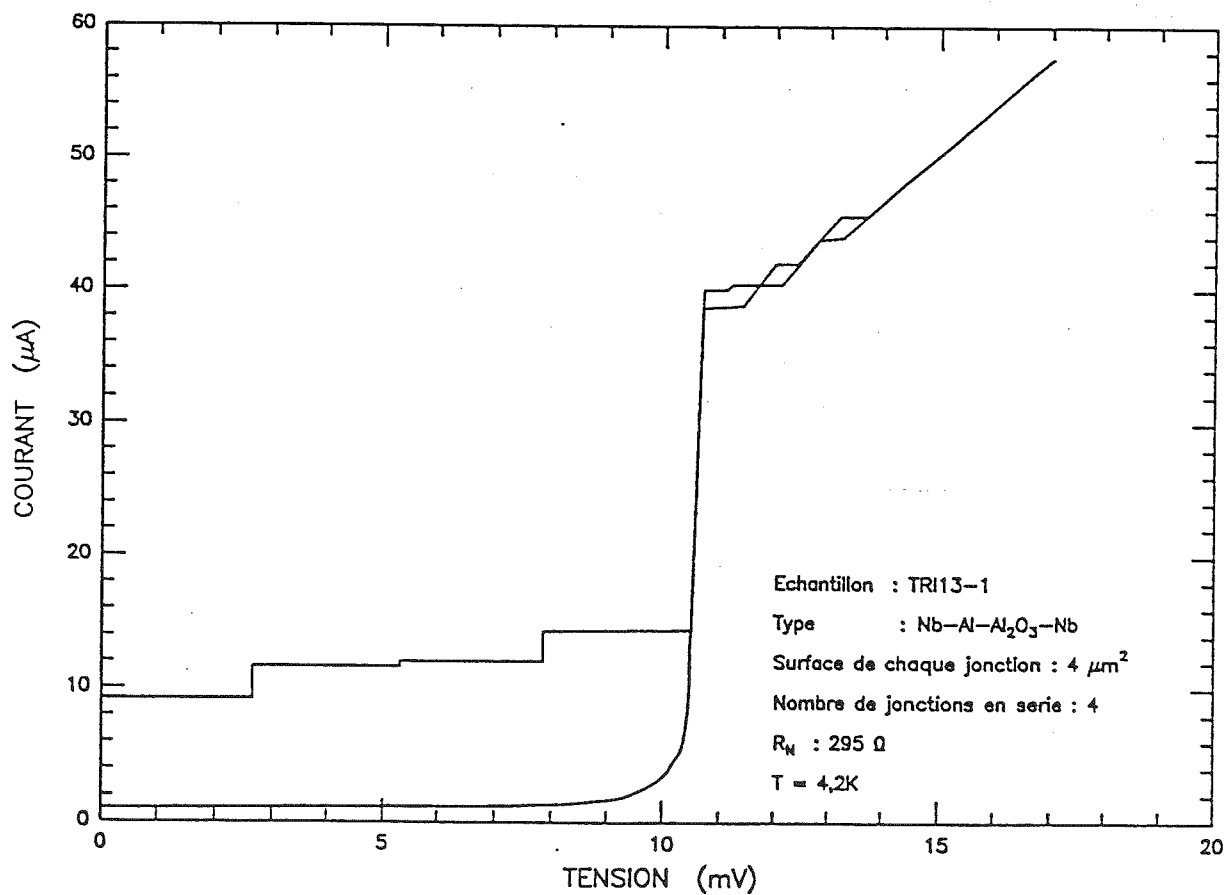


Fig. V-3: Caractéristique I(V) d'un reseau de 4 jonctions de 4 μm^2 en serie

CONCLUSION

Les jonctions supraconductrices s'imposent comme l'élément clé de la détection hétérodyne dans les domaines millimétrique et submillimétrique pour plusieurs raisons.

Tout d'abord, les caractéristiques $I(V)$ sont très non- linéaires assurant des pertes en conversion très faibles et même parfois une possibilité de gain, ce qui permet au récepteur de se rapprocher de la limite du bruit quantique à condition d'avoir une jonction de taille suffisamment faible. Les jonctions à base de matériaux réfractaires ont ouvert un champ de possibilités immense à cause de leur stabilité dans le temps, leur reproductibilité et leur robustesse. Les jonctions en Nb/Al- Al_2O_3 /Nb que nous fabriquons permettent dès à présent une détection à 100 GHz et bientôt à 230 GHz.

Mieux encore, les jonctions SIS nécessitent une polarisation continue et une puissance d'oscillateur local minime inférieure à $1\mu\text{W}$. Cet argument prend toute son importance lorsque l'on sait que réaliser un oscillateur local au dessus de 400 GHz est un véritable tour de force et que les puissances disponibles à ces fréquences sont faibles (en dessous du mW). Ces avantages sont donc énormes et imposent cette technologie par rapport aux autres.

Le travail de fabrication des jonctions Nb/Al- Al_2O_3 /Nb a été mené en collaboration avec le CEN. Ormes des Merisiers (DPh-SRM). A cette occasion, nous tenons à remercier chaleureusement M.Devoret, D.Estève, C.Urbina, E.Turlot et P.F.Orfila de nous avoir accueilli dans leur laboratoire et de nous avoir prêté leur équipement. Nous les remercions en outre pour leur aide et leurs conseils si précieux. Nous tenons à remercier également F.R.Ladan du CNET-L2M (Bagneux) pour son aide dans les mesures de contraintes des films de Niobium que nous faisons actuellement.

REFERENCES

- (1) J.R.Tucker, M.J.Feldmann, Reviews of Modern Physics, Vol 57, N°4, October 1985, p.1055-1111
- (2) K.H.Gundlach, "Superconducting Tunnel Junctions for Radioastronomical Receivers", à paraître dans : Superconducting Quantum Electronics - Present State and Future Aspects. Editor V.Kose, Springer Verlag.
- (3) M.Gurvitch, M.A. Washington, H.A.Huggins, T.M.Rowell IEEE Trans. Magn. MAG-19, 791 (1983)
- (4) S.Morohashi, F.Shinoki, A.Shoji, M.Aoyagi, H.Hayakawa, Appl. Phys. Lett. Vol.46, N°12, P.1179-1181 (1985)
- (5) A.Shoji, SQUID' 85 - Superconducting Quantum Interference Devices and their Appl. , 1985 Walter de Gruyter and co., Berlin - New-York, p.631
- (6) A.Shoji, M.Aoyagi, S.Kosaka, F.Shinoki, H.Hayakawa, Appl. Phys. Lett. 46, 1098 (1985)
- (7) M.Gurvitch, M.A.Washington, H.A.Huggins, Appl. Phys. Lett. 42, 472 (1983)
- (8) M.Yuda, K.Kuroda, J.Nakano, Jap. Journ. of Appl. Phys., Vol.26, N°3, March, 1987
- (9) S.Morohashi, S.Hasuo, J.Appl. Phys. 61 (10), 15 May 1987
- (10) C.T.Wu, Thin Solid Films, 64 (1979) 103-110
- (11) K.Kuroda, M.Yuda, J.Appl. Phys. 63 (7), 1 April 1988
- (12) T.H.Büttgenbach, Ron E.Miller, M.J.Wengler, Dan M.Watson, T.G.Phillips, "A Broadband low noise SIS receiver for submillimeter astronomy",

Nb/Al-AlO_x/Nb junctions for a 380 GHz SIS receiver

P.Feautrier*, M.Hanus*, P.Febvre**

* Ecole Normale Supérieure, 24, rue Lhomond 75231 Paris cedex 05 France

** Observatoire de Meudon, Demirm, 5 place Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

present address : Jet Propulsion Laboratory, M.S. 168-314, 4800 Oak Grove Drive,
Pasadena, CA 91109 USA

PACS codes : 85.25.Jw, 74.50.+r

ABSTRACT

A process of trilayer deposition to obtain small Nb/Al-AlO_x/Nb junctions (1 μm^2) with excellent I-V characteristics, good reliability and high current densities is described. To optimize this process, it has been useful to carry out several studies. We found that it was necessary to heat sink the quartz substrate during all trilayer fabrication steps. Anodisation spectroscopy and RIE etching have been used to verify the quality of the tunnel barrier which is directly correlated with the I-V characteristics. An oxygen plasma is used to reduce the resist diameter and thus to expose the junction perimeter to the SiO layer, so as to obtain small junctions areas with small leakage currents. The first results obtained with these junctions integrated in a 380 GHz receiver are promising ; the DSB receiver noise temperature is 310K at 374GHz with a mixer noise temperature of about 155 K.

I. INTRODUCTION

A Submillimeter Heterodyne Spectrometer has been developed for the balloon-borne PRONAOS project to provide a very high spectral resolution and to detect simultaneously the 368 GHz O₂ and the 380 GHz H₂O lines in the interstellar medium. A Superconductor-Insulator-Superconductor (SIS) receiver using all-refractory Niobium junctions has been chosen for this experiment because of its low Local Oscillator power requirement and low noise temperature.

The fabrication of small Nb/Al-AlO_x/Nb junctions (about 1 μm^2) is based on the "Selective Niobium Etching Process" (SNEP), first developed by Gurvitch *et al.* 1,2, improved by Yuda *et al.* 3 and also described in a previous paper by Feautrier *et al.* 4. To obtain junctions working at 380 GHz for radioastronomy, it is essential to use a thin quartz substrate to limit RF losses, to have current densities above 10⁴ A/cm² and submicron areas. All these conditions imply some improvements and additional steps to the basic process.

We describe the process adapted for this purpose (see figure 1) and the main experiments investigated to obtain a better quality of SIS junctions. We give also the first results of these junctions integrated in the 380 GHz receiver.

II. JUNCTIONS FABRICATION PROCESS

We use 25.4 mm diameter fused quartz substrates, 100 μm thick and polished on one side. In order to avoid high temperatures during trilayer deposition, this substrate is attached with a Fomblin oil film 5 to an aluminium disc which is then clamped to a heat sink cooled by circulating water at 20°C. The Nb and Al films were deposited in a sputtering system equipped with a cryopump which produces a background pressure of about 5.10⁻⁶ Pa, and 10 cm diameter dc magnetron sources with a target-substrate distance of 80 mm. Sputter deposition is realized with an Ar pressure of 1.1 Pa. The Nb

base electrode (170 nm thick) and counter-electrode (100 nm thick) are sputtered at a rate of 1.9 nm/sec. The Al film (10 nm thick) is deposited with an oscillating table at a rate of 0.2 nm/sec and then oxidized by a mixture of Ar and O₂ (10%) at 20°C. The entire process is performed without breaking the vacuum.

The steps used to produce the junction with its associated RF filter are illustrated in Fig. 1. A positive photoresist (Shipley 3813) is deposited and patterned by photolithography to define the RF filter by reactive ion etching (1-a). The Nb is etched with a 10 sccm flow of SF₆ at 0.7 Pa using 60 W of power; the etching rate is 200 nm/min. The Al is etched with a 5 sccm flow of SF₆ at 0.3 Pa and 80 W of power; the etching rate is 4 nm/min (1-b). Under these conditions, the etching is dominated by mechanical rather than chemical effects. A new resist layer is deposited for gold contacts (1-c). After cleaning with a SF₆/O₂ plasma, a 150 nm gold film is evaporated in order to obtain a good electrical contact to the Nb filters (1-d). The next resist stencil defines the junctions area (1-e). The upper layer of Nb is etched with 20 sccm of SF₆ and 6 sccm of O₂ at a pressure of 0.7 Pa and a power of 60 W; the etching rate of 100 nm/min (lower than the Nb etching rate in the step 1-a) provides sloped edges which are easier to insulate without microshorts. To prevent short-circuits between the base electrode and the Nb contacts, this resist is etched by a high-pressure O₂ plasma (1-f). A 300 nm layer of SiO is evaporated to insulate the junction perimeter (1-g) and the excess is removed by lift-off (1-h). Finally, after cleaning with an Ar RF plasma, the junctions are connected by a 300 nm Nb film sputtered at a rate of 1.3 nm/sec and patterned by lift-off (1-i).

Figure 2 shows a scanning electron micrograph of an array of 2 junctions in series. Each junction has an area of about 0.9 μm^2 . Junctions in series are used here to decrease the device capacitance by a factor of two compared to a single junction (the effective area of the array is about 0.45 μm^2) and to avoid the need for electron-beam writing techniques. Further, the Nb wiring layer is only 5 μm width and has rounded extremities in order to minimize as much as possible the parasitic capacitance between the Nb wiring layer and the base-electrode, which are separated by a 300 nm SiO layer.

III. EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS

We have carried some experiments in order to improve the quality of our junctions and to obtain excellent I-V characteristics at high current densities. The I-V characteristic is directly correlated with the quality of the barrier which depends on the conditions of the trilayer deposition. Since we must use a quartz substrate, which has a bad thermal conductivity, it is necessary to understand the effects of the temperature on the different steps of the deposition. At first, we have measured how the temperature at the surface of the substrate increases during Nb sputtering (deposition rate : 1.9 nm/sec during 90 sec) with and without high vacuum grease for thermal contact. The temperature was measured every 10 sec with a small electrically isolated thermocouple (see figure 3-a). Figure 3-b shows how the temperature decreases with time after Nb deposition. This experiment has been previously described by Bhushan *et al.* 6, but on an oxidized silicon wafer. By comparison, the temperatures reached on the quartz substrate are much higher even with grease thermal contact. The sample without grease reached a temperature higher than 350°C whereas the one with grease stabilized around 200°C after 50 sec. In addition, the temperature decrease as a function of time after Nb deposition is quicker with the grease, showing a better thermal exchange with the heat sink which is cooled to 20°C. The substrate with grease reaches a temperature of about 50°C after one minute when the substrate without grease is still above 200°C. Further tests using Fomblin oil for thermal contact have given more reproducible results and we decided to use oil instead of high vacuum grease for the trilayer deposition. This heating problem has important consequences for Nb film parameters and for the quality of the Nb/Al interfaces.

For our applications, the gap voltage has to be high to minimize problems with the Josephson effect in submillimeter SIS receivers. We have studied the influence of the water cooling temperature on gap voltage. We made different trilayers between 5°C to 20°C on oil-contacted wafers, and the corresponding junction gap varied from 2.7 mV to 2.85 mV. Thus, we chose a water temperature of 20°C to keep a large gap voltage. On

the other hand, the Ar flow during sputtering and the Nb deposition rate seem to have weaker effect on the gap voltage; changing the Ar flow from 50 to 200 sccm gave no significant difference in this parameter. We chose a 150 sccm flow to minimize saturation of the cryopump.

The next important point is the stress in the Nb film. This has been studied in previous papers 7,8. These authors have suggested that intrinsic stress in Nb films is relaxed at the periphery of the patterns causing some deterioration in the I-V characteristic. We attempted to minimize the stress by varying the Ar pressure during Nb sputtering on an oil-contacted quartz substrate. The stress was evaluated with an optical flatness monitor which measures the change in substrate curvature caused by the deposition of the Nb film 9. Stress-free Nb films were obtained with an Ar pressure between 1.1 and 1.15 Pa. We decided to operate at 1.1 Pa in order to have slight compressive stress which seems to cause less damage than tensile stress 8. In our case, we noted that the substrate must be well heat sunk to obtain reproducible low stress. This condition has been obtained by the use of an oil film. In fact, trilayers deposited with more stress do not show visible deterioration in the I-V curve. The influence of stress does not seem to be as significant as we previously assumed .

The quality of the Nb/Al interface also depends in a sensitive way on the deposition temperature. Anodisation spectroscopy provides an useful method for investigating the interface region between two films and to verify the quality of the tunnel barrier 10, 11. A constant current is applied between a gold electrode and Nb/Al-AlO_x/Nb trilayers when both electrodes are immersed in the classical electrolyte (ammonium pentaborate, ethylene glycol and desionised water). "Anodisation Curves" are plots of dV/dt versus the voltage V between the two electrodes. It is known that a sharp anodisation curve is correlated with high junction quality. In fact, anodisation spectroscopy reveals the quality of the interfaces but cannot distinguish between junctions oxidized in room air (which produces junctions of poor quality) and junctions oxidized in dry oxygen 11. Figure 4-a presents the anodisation curves of two trilayers prepared following our procedure

described above. The full line is for a trilayer heat sunk with oil. The dashed line is without oil. To facilitate the anodisation, the upper Nb has been reduced to about 30 nm. The thickness of the aluminium is here about 8 nm. It is clear that the non-heat sunk sample shows a rounded anodisation curve while the heat sunk one exhibits sharp interfaces. It must be noted that the two interfaces are rounded for the non-heat sunk trilayer. This can be interpreted by an island structure of the Al film obtained with a sputter deposition under "warm" conditions¹² and also by a diffusion of Al into the Nb when the temperature is too high. During our sputter process, there are 90 sec. between the deposition of the Nb base electrode and the Al layer. The heat sunk wafer is then around 50 °C, a temperature low enough to prevent this diffusion and this island structure, while the non-heat sunk one is still above 200°C.

Another study showing the quality of Nb/Al interfaces used a laser beam reflected from the trilayer during the RIE (end point detection). In our process, this signal (called "RIE curve") can be easily analyzed for several reasons. i) the reflection coefficients of Nb and Al are different enough to detect the interfaces. ii) although the etching conditions for the Nb and the Al are not exactly the same, both use SF₆ without stopping the RF plasma. Moreover, the automatic matching of the RF generator to its plasma is almost instantaneous. All of this permits us to obtain useful information from a continuous monitoring of the reflected signal during the etching of the entire trilayer. Figure 4-b shows the RIE curves of two trilayers prepared under the same conditions as the ones used for anodisation spectroscopy, except that thicknesses of Al (10nm) and Nb (100nm) are those used for junctions fabrication. We can see on this figure that the reflected signal is almost constant during the upper Nb etching. After that, the signal increases abruptly because the Al is more reflective than the Nb. During the Al etching, the signal decreases slowly because the surface state is damaged by the low pressure high energy plasma. The principal difference between the two curves is the etching rate of the Al-AlO_x layer: this layer is etched in 55 sec for the non-heat sunk sample (dashed line) and in 150 sec for the heat sunk one (full line). This seems to confirm the island

structure of the Al film deposited under the "warm" condition which would then facilitate the etching. Therefore, there is a good correlation between the anodisation spectroscopy and the etching curve. Since our process does not need an anodisation step, the RIE curve is an helpful in-situ method to verify the trilayer quality. Figure 4-c shows the I-V curves of two junctions: the one heat sunk with oil has a very sharp I-V curve, which is not the case of the one prepared without oil. We therefore use oil in our routine process.

Instead of using an anodisation step to passivate the junction perimeter ^{11,13,14} before SiO evaporation (see fig. 1-g), we have developed a high pressure oxygen plasma process. This step is important to avoid microshorts between the Nb contacts and the Nb base-electrode. Without this step, the junctions are either short-circuited or exhibit I-V curves with leakage current. Figure 5 presents a SEM picture of a junction just before the SiO evaporation. After the upper Nb etching, the resist is exposed to a O₂ plasma for 80 sec, at 80 W, with a gas flow of 20 sccm at a pressure of 10 Pa. Its diameter has been then shrunk of 0.2 μm . The use of a new high resolution positive resist (Shipley 3813) avoided the need of a three layer resist process for the sucessful insulation of the 1 μm diameter junctions ¹⁵. This explains the successful passivation of the junction perimeter even for 1 μm^2 junction and avoids the need for anodisation.

IV. INTEGRATION IN A 380 GHZ SIS RECEIVER AND FIRST RESULTS.

The individual junctions are cut with a dicing saw at the following size : 1.8mm long x 200 μm wide x 100 μm thick. Their DC characteristics are measured at liquid He temperature. The junctions are connected to the measurement probe by very small spring contacts on the gold pads evaporated at the ends of the RF filter. It is possible to test 6 junctions in one run. High current densities suitable for submillimeter receivers have been obtained without visible degradation of the I-V curve. For example, see the I-V

curve in fig 4-c. This is a two junctions array produced with oiled substrate whose SEM picture is shown in fig.2. Its effective area is about $0.5 \mu\text{m}^2$ and the current density measured at the top of the quasiparticle onset is $1.5 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$. This array has not yet been tested at 380 GHz.

To operate at 380 GHz, we have chosen a waveguide mixer. The RF matching is insured by a contacting backshort and an E-plane tuner. The 380 GHz signal is down-converted to a 5.85 GHz Intermediate Frequency (IF) by the SIS mixer. The IF is then amplified by a cooled HEMT amplifier, with $T_{\text{IF}} = 20\text{K}$ ¹⁶. An IF matching circuit directly integrated in the mixer block produces a real IF output impedance of 50Ω . Superconducting coils are also integrated in the mixer in order to apply a magnetic field. This field is used to suppress the Josephson current which leads to instabilities and noise in a submillimeter SIS mixer.

The best results obtained with our 380 GHz receiver were with the two junctions array whose I-V characteristic is shown in figure 6. This array has a normal resistance of 150Ω , an effective area of $0.47 \mu\text{m}^2$ and a current density of about 3700 A/cm^2 . Figure 6-a shows the digitalized I-V curve without Local Oscillator (LO). Figure 6-b shows the I-V curve of the same junctions array pumped by a 374 GHz LO. Photon-assisted steps with $2h\nu_{\text{LO}}/e$ voltage width (where ν_{LO} is the LO frequency) are clearly visible. The factor two comes from the fact there are two junctions in series. The receiver noise temperature T_{R} is given by $T_{\text{R}} = T_{\text{M}} + L_{\text{M}} T_{\text{IF}}$, where T_{M} is the mixer noise temperature, T_{IF} is the IF chain noise temperature and L_{M} is the conversion loss.

The first results have given a DSB receiver noise temperature (T_{R}) of 310K at 374 GHz; the contribution of the mixer to this noise (T_{M}) is estimated to be 50% ¹⁷. In the near future, we hope to obtain better results with the higher current density junctions. Such junctions have better RF matching which leads to lower conversion loss. Since $L_{\text{M}} = 8.8 \text{ dB}$ in the present mixer, there is a large contribution of T_{IF} to T_{R} . It is also possible and important to decrease the IF amplifier noise to reduce its large contribution to the receiver noise.

ACKNOWLEDGEMENTS

We would like to thank P.Encrenaz for his valuable help and support. We are greatly indebted to P.L.Richards for comments on the manuscript. Thanks also to the group of M.Devoret (CEN Saclay, SPSRM-DPhG) for the use of their SEM. This work is supported by the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS, U.A. 336) and the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES).

References

- ¹M.Gurvitch, M.A.Washington, H.A.Huggins and T.M.Rowell, IEEE Trans. MAG-19, 791 (1983).
- ²M.Gurvitch, M.A.Washington, H.A.Huggins, Appl. Phys. Lett. 42, 472 (1983).
- ³M. Yuda, K.Kuroda and J.Nakamo, Jap. Journ. of Appl. Phys., Vol. 26, N° 3, March 1987.
- ⁴P.Feutrier, J.Blondel, M.Hanus, J.Y.Chenu, P.Encrenaz and M.Carter, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, Vol. 11, N° 2, 1990.
- ⁵Fomblin oil: Y H-VAC 40/11 (Montefluos).
- ⁶M.Bhushan and E.M.Macedo, Appl. Phys. Lett. Vol. 58 ,No.12, 25 March 1991.
- ⁷K.Kuroda and M.Yuda, J. Appl. Phys., Vol. 63, No. 7, 1 April 1988.
- ⁸T.Imamura and S.Hasuo, I.E.E.E. Trans. Mag., 25, 1119-1122, 1989.
- ⁹A.G.Blachman, Metallurgical Transactions, Vol. 2, 699-709, March 1971.
- ¹⁰T.Imamura and S.Hasuo, I.E.E.E. Trans. Mag., Vol. 27, N°. 2, March 1991.
- ¹¹H.Kohlstedt, K.H.Gundlach, and A.Schneider, I.E.E.E. Trans. Mag., Vol. 27, N°. 2, March 1991.

12C.C.Chang, M.Gurvitch, D.M.Hwang, and C.W.Blonder, J. Appl. Phys., Vol. 61, No.11, 1 June 1987.

13T.Lehnert, C.Grassi, K.H.Gundlach and J.Blondell, Supercond. Sci. Technol. 4 (1991) 419-422.

14M.G.Blamire, R.E.Somekh,Z.H.Barber, G.W.Morris and J.E.Evetts, J. Appl. Phys. 64 (11), 1 December 1988.

15A.W.Lichtenberger, D.M.Lea, C.Li, F.L.Lloyd, M.J.Feldman, R.J.Mattauch, S.K.Pan, and A.R.Kerr, IEEE Trans. Mag., Vol. 27, No. 2, March 1991.

16C.Robert, M.Gheudin, "A 6 GHz HEMT low-noise cooled amplifier for a radioastronomical submillimeter heterodyne receiver", 15th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Conference digest, pp. 127-128, Orlando, dec. 1990.

17P.Febvre, P.Feautrier, C.Robert, J.C.Pernot, A.Germont, M.Hanus, R.Maoli, M.Gueudin, G.Beaudin and P.Encrenaz, "A 380 GHz SIS Receiver using Nb/AlOx/Nb Junctions for a RadioAstronomical Balloon-borne Experiment : PRONAOS", Third International Symposium on Space Terahertz Technology, March 24-26, 1992, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan.

Figure captions

Figure 1. Fabrication process of Nb/Al-AlO_x/Nb junctions.

Figure 2. SEM picture of a two junctions array. Each junction has an area of about 0.9 μm^2 .

Figure 3. Substrate temperature as a function of time during (-a-) and after (-b-) Nb deposition.

Figure 4.

Anodisation spectroscopy curves (-a-), "RIE curves" (-b-) and I-V characteristics (-c-) of two trilayers. One is deposited without oil (dashed line) and the other one with oil (full line). Figure 4-c (with oil) displays the I-V curve of a two junctions array heat sunk with oil. The current density is $1.5 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$, the effective area $0.5 \mu\text{m}^2$ and the normal resistance 39Ω . The other I-V curve is prepared without oil. The current density is $8.4 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$, the effective area $1 \mu\text{m}^2$ and the normal resistance 34Ω . It is a four junctions array.

Figure 5.

SEM picture of a $1.2 \mu\text{m}$ resist diameter reduced to $1 \mu\text{m}$ diameter by an oxygen plasma. The Nb junction diameter remained at $1.2 \mu\text{m}$ before the SiO evaporation.

Figure 6.

Integration of a two junctions array (effective area= $0.47 \mu\text{m}^2$) in a 380 GHz receiver.

-a- I-V curve without local oscillator.

-b- I-V curve with local oscillator at 374 GHz.

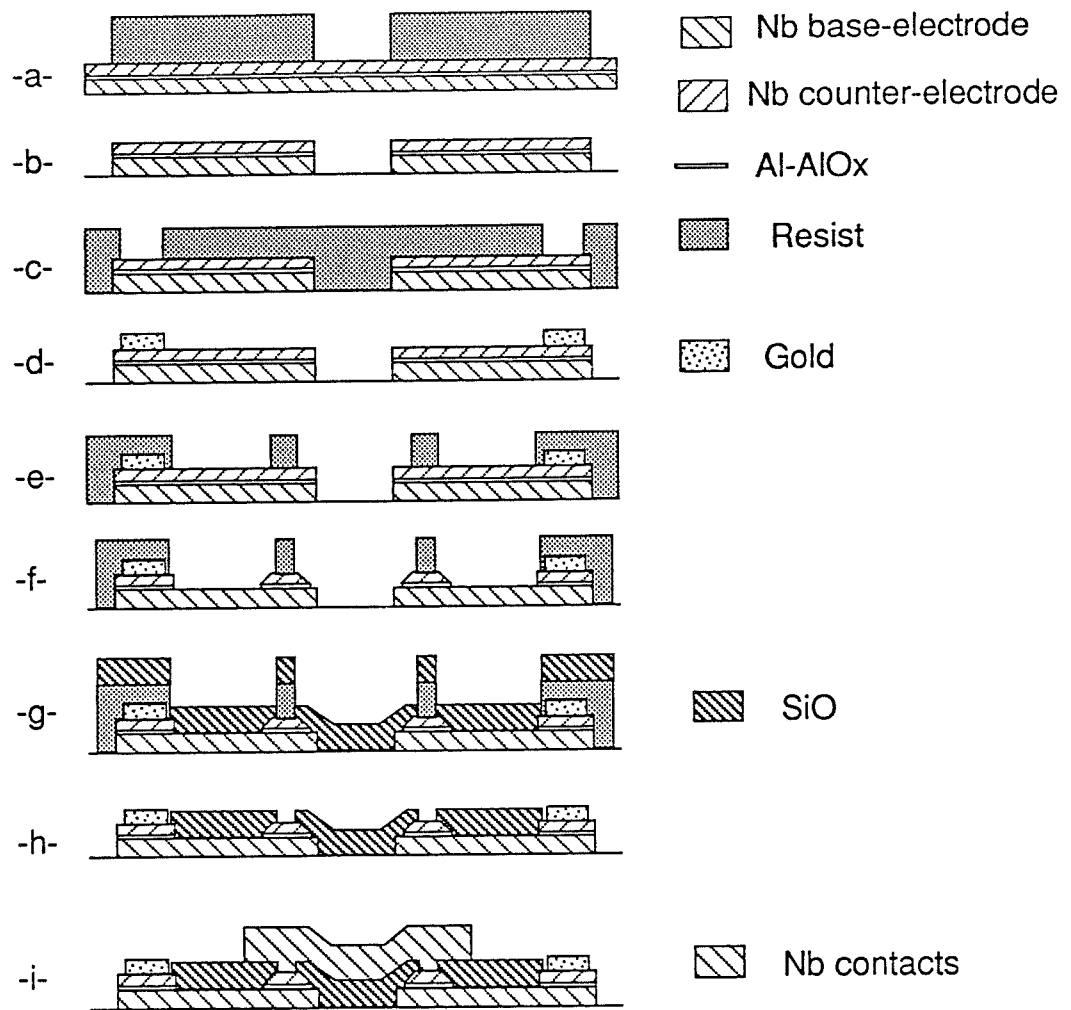


Figure 1

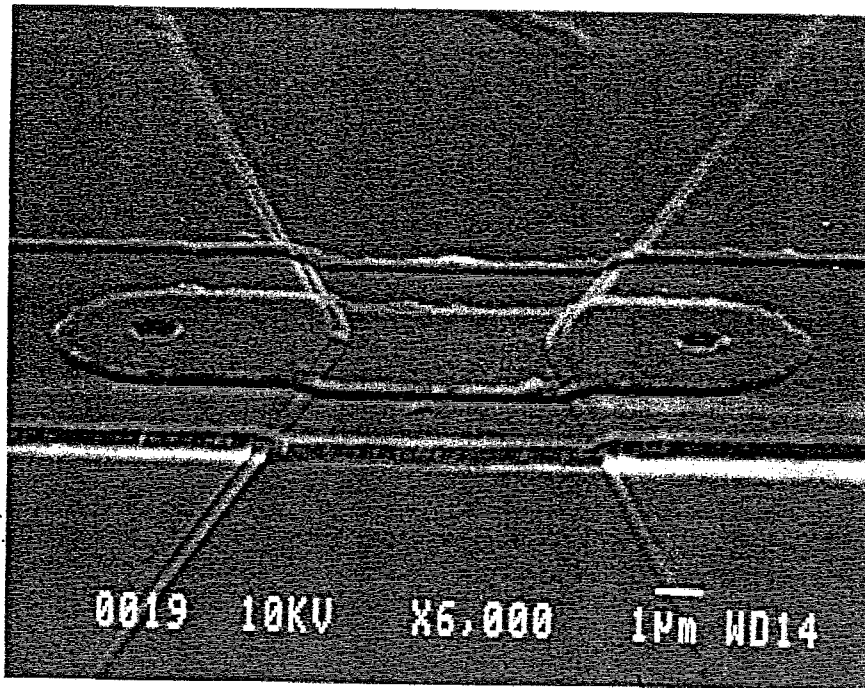


Figure 2

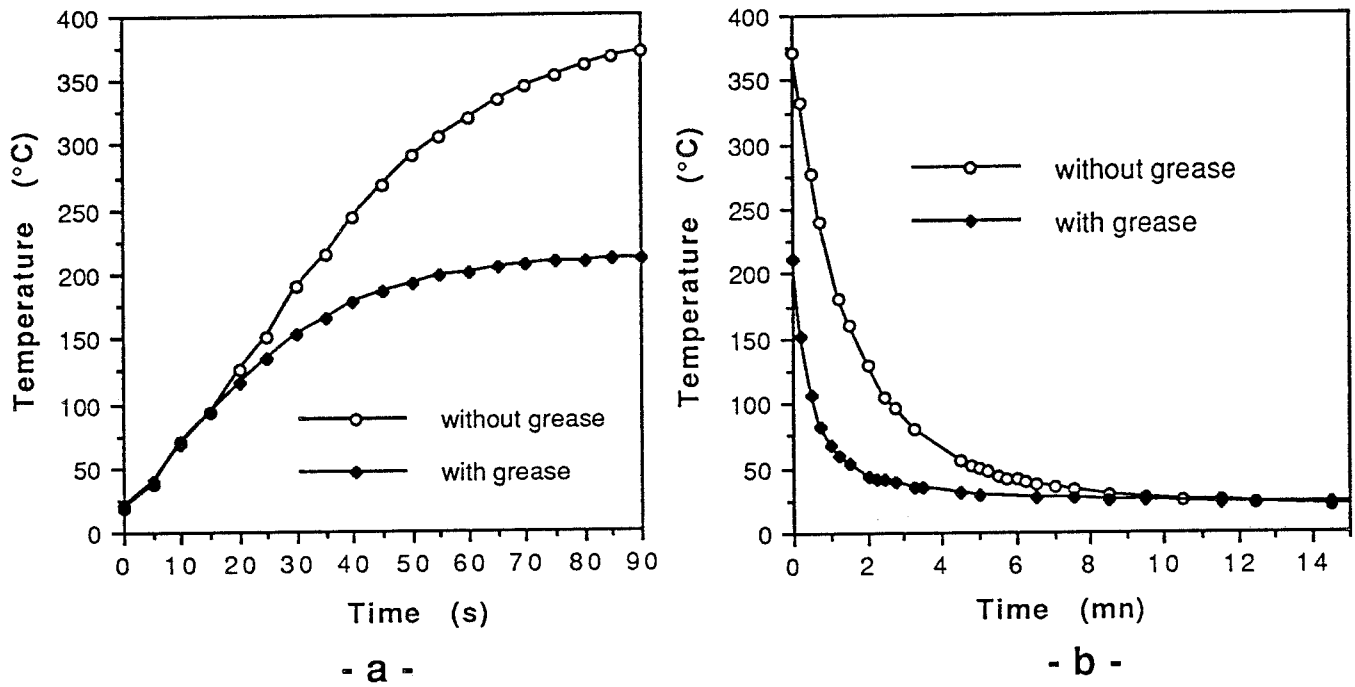


Figure 3

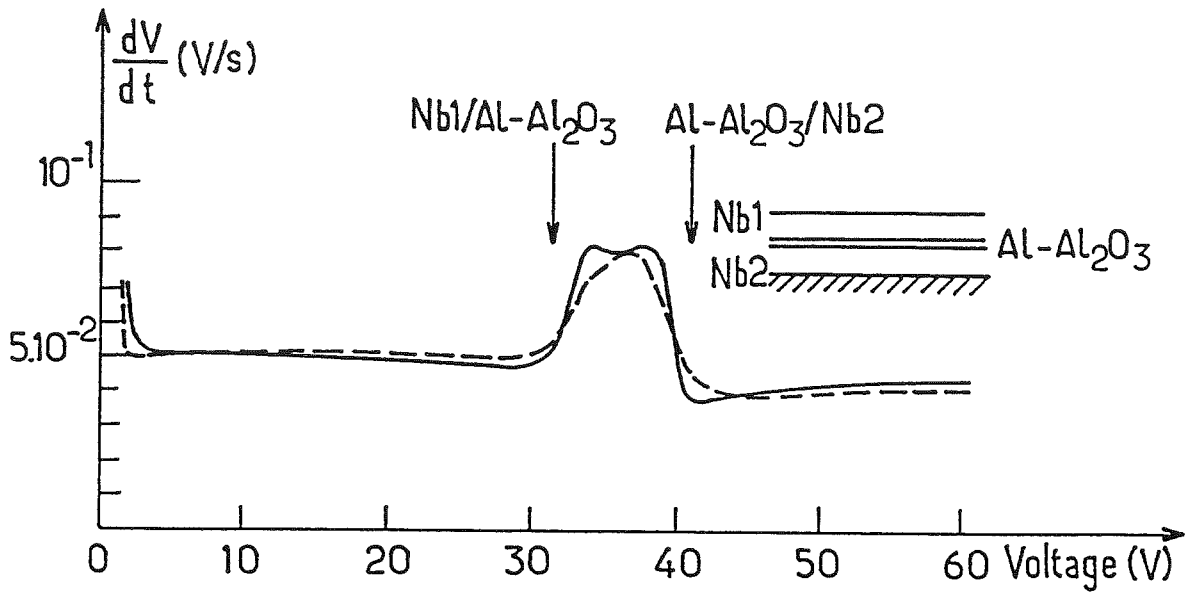


Figure 4-a

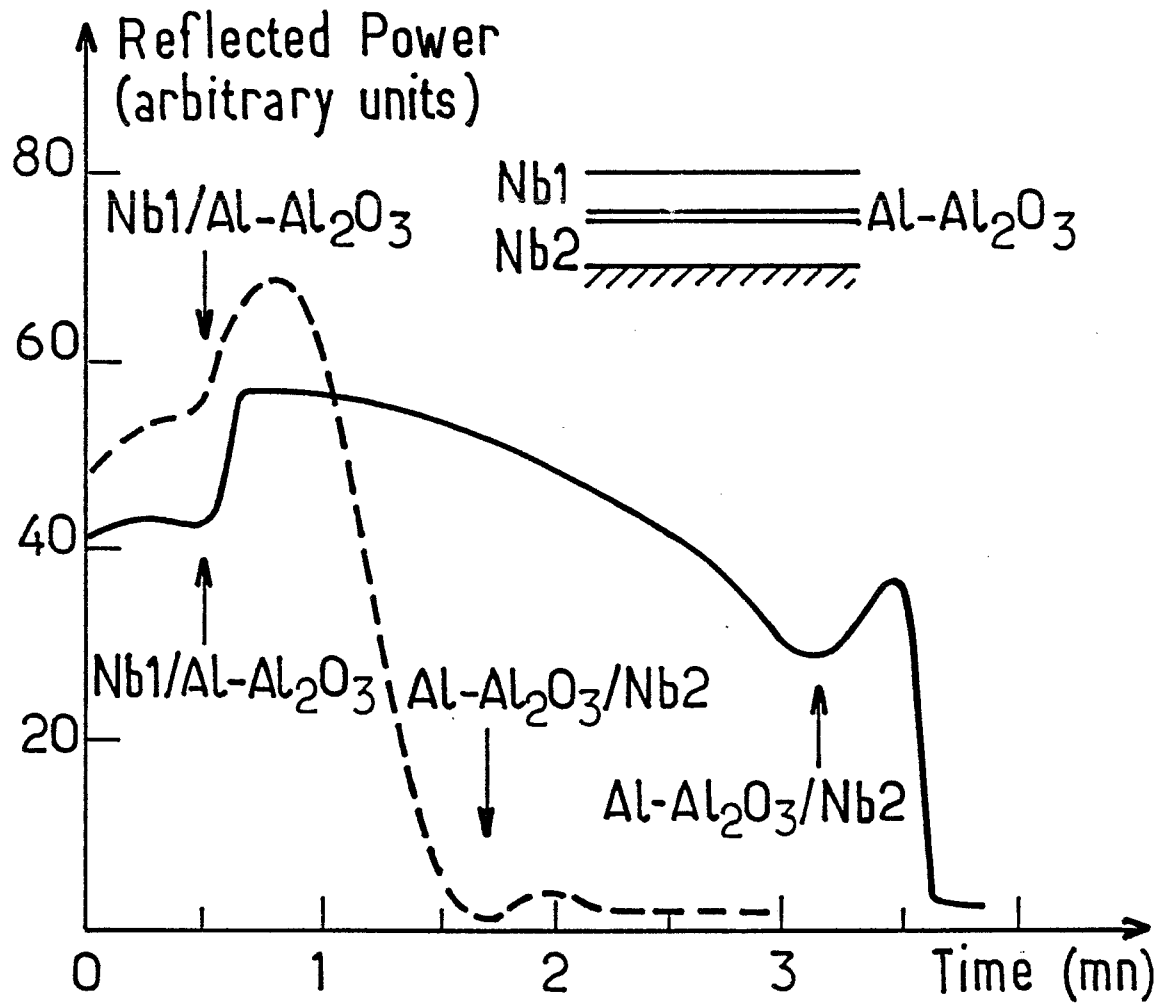
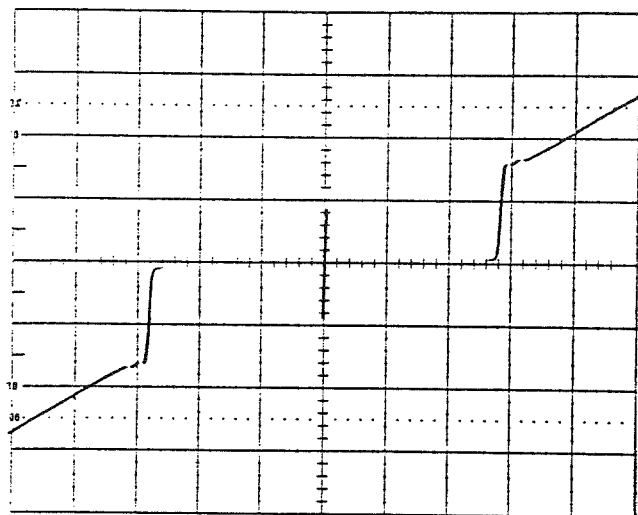
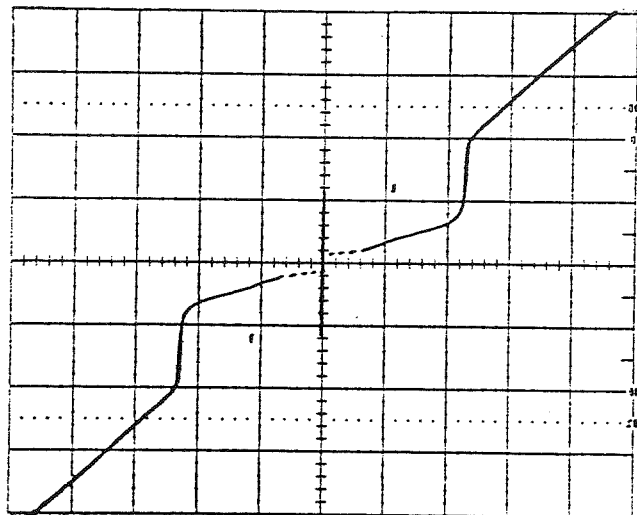


Figure 4-b



$100\ \mu\text{A}/\text{div}$
 \uparrow
 $\rightarrow 2\ \text{mV}/\text{div}$

with oil



$170\ \mu\text{A}/\text{div}$
 \uparrow
 $\rightarrow 5\ \text{mV}/\text{div}$

without oil

Figure 4-c

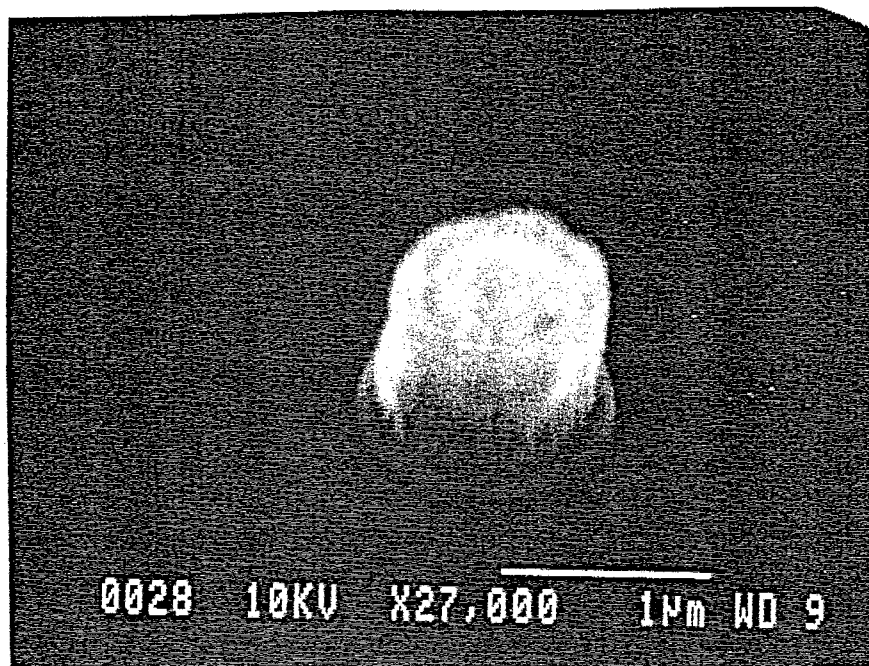


Figure 5

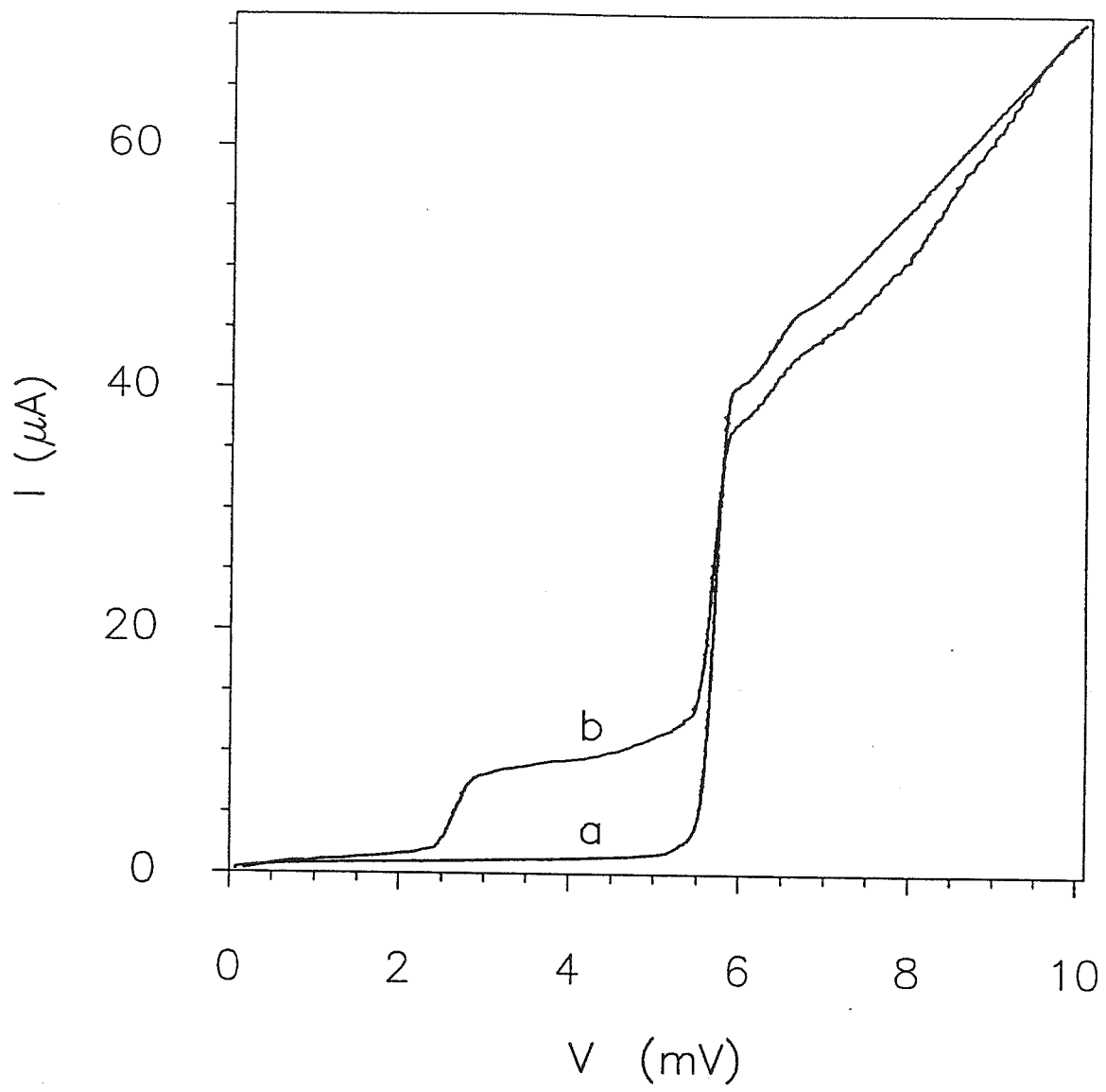


Figure 6

III Choix et installation de l'équipement pour la fabrication de jonctions SIS en Niobium.

Lorsque j'ai débuté ma thèse, j'ai commencé mes expériences dans l'équipe de M.Devoret au CEN d'Orme les Merisiers (DPhG-SRM). Ceci m'a permis d'apprendre les bases sur l'équipement utilisé en microfabrication et les spécificités de la jonction SIS. Ainsi, j'ai pu acquérir une maîtrise de ce type d'instrumentation indispensable pour équiper correctement notre salle blanche à l'Ecole Normale Supérieure, et éviter certaines erreurs d'autant plus graves que les sommes mises en jeu sont très importantes. Mon année passée à l'IRAM dans le laboratoire de K.H.Gundlach a également été très fructueuse grâce à l'expérience que j'ai pu acquérir sur la technologie des jonctions et la façon de les tester.

Voici, dans l'ordre chronologique, les appareils qui ont été achetés avec les options qui ont été choisies.

III-1 Aligneur de masques

Nous avons choisi un aligneur de masques à insolation par rayons UV 400 utilisant un masquage par contact avec chambre à vide. Cette machine permet d'insoler par rayons UV des échantillons de résine photosensible et d'aligner l'échantillon par rapport au masque pour réaliser des procédés à plusieurs niveaux de masques, ce qui est notre cas. Nous avons choisi une machine relativement classique où le masquage se fait par contact grâce à une chambre à vide permettant de plaquer l'échantillon sur le masque. Ceci est indispensable pour obtenir une résolution de l'ordre du micron. La lampe d'insolation utilise des UV 400, ce qui veut dire que le spectre contient toutes les raies UV de la lampe (principalement les raies à 200, 300 et 400 nm). Une lampe UV 300 (longueurs d'onde de 200 et 300 nm) ou même 200 (longueur d'onde de 200 nm) aurait été préférable pour limiter les phénomènes de diffraction à cause d'une longueur d'onde plus faible, mais ceci n'a pas pu être retenu à cause de contraintes budgétaires.

Avec le recul, le choix de cette machine n'est sans doute pas idéal. Le masquage par contact a pour inconvénient d'endommager très vite les masques qui sont très onéreux. De plus, le risque de casse du substrat par contact avec le masque est très important, ce qui limite actuellement l'épaisseur des substrats à 100 μm . Il serait peut-être préférable d'utiliser une machine appelée "stepper" avec des UV 300 ou 200, ou même un masqueur électronique. Le stepper fait appel au principe de la projection des motifs comme on projette une diapositive, mais au lieu d'agrandir l'image, on la rétrécit; le masque est donc plus grand que le motif insolé. De plus pour éviter les défauts optiques sur les bords de l'image, chaque motif du substrat est insolé un à un, d'où le nom de "stepper". Ce type de machine permet d'obtenir avec une bonne résine une résolution de l'ordre de 0,7 μm . Comme le masque et le substrat ne sont pas en contact, le risque de casse du substrat et la pollution du masque n'existent plus. Par contre, une telle machine est beaucoup plus chère à l'achat que l'aligneur de masque que nous possédons. Une telle solution n'était donc pas envisageable à l'époque où nous nous sommes équipés. Evidemment, il en était de même pour le masqueur électronique.

III-2 Machine de pulvérisation.

Cette machine est destinée à déposer le tricolche Nb/Al-AlOx/Nb. Comme le Niobium est un matériau réfractaire, il vaut mieux utiliser la pulvérisation pour obtenir une couche de bonne qualité. Le choix du procédé DC Magnétron a déjà été justifié au chapitre II, paragraphe I-2-5. A présent, décrivons plus en détail la machine.

Le pompage est assuré par une pompe cryogénique qui permet d'obtenir dans l'enceinte une pression limite de $3 \cdot 10^{-8}$ mbar. Les pompes cryogéniques ont l'avantage d'avoir un vide limite très bas grâce à une bonne vitesse de pompage de la vapeur d'eau et, surtout, ce vide est très propre (pas de traces d'huile dans l'enceinte comme pour une pompe à diffusion). Avant de commencer un dépôt pour la fabrication de jonctions, la pression dans l'enceinte doit être inférieure à $1 \cdot 10^{-7}$ mbar environ. Lors de la pulvérisation proprement dite, le pompage cryogénique est étranglé par une vanne de laminage à position fixe, ce qui est indispensable pour travailler sous atmosphère d'argon à 10^{-2} mbar sans saturer la pompe. Il existe un réglage extérieur de la position de cette vanne de laminage de

manière à pouvoir agir sur le débit d'Argon à pression fixe. La pression d'argon est stabilisée par une régulation de type PID asservie sur une Jauge à membrane de type Baratron précise à 10^{-4} mbar près. Cette très grande stabilité de la pression a été indispensable pour effectuer les études de contraintes dans les films de Niobium (cf. III).

Les cibles utilisées ont pour diamètre 10 cm. Cette dimension est nécessaire pour obtenir un dépôt homogène sur un diamètre de 5 cm (qui correspond à nos plus grands substrats). Ces cibles sont collées sous vide avec de l'indium sur un porte-cible en cuivre dont la face arrière est refroidie par eau. Ce détail, nous le verrons par la suite, a son importance. Le porte-substrat est motorisé afin d'osciller autour d'une position moyenne centrée sous chaque cible. Ceci est essentiel pour le dépôt de la couche d'Aluminium (inférieure à 10 nm) qui a besoin d'être très homogène et très continue pour donner des jonctions d'excellente qualité.

Le générateur DC a une puissance de 2 kW qui garantit des vitesses de dépôt élevé. Il est largement dimensionné puisque nous ne dépassons pas 600 W en général. Le porte substrat est réglable en hauteur mais jusqu'à présent, nous n'avons pas fait varier ce paramètre et nous avons fixé la distance cible-substrat à 8cm. La ligne d'oxygène est associée à un débitmètre digital avant de parvenir dans l'enceinte sous-vide. L'oxygène est utilisé pour oxyder l'aluminium et former la barrière isolante des jonctions. En plus de cet équipement correspondant au dépôt proprement dit du tricouche figurent deux générateurs RF. L'un est connecté à une cible de SiO_2 pour permettre de pulvériser cet isolant en RF magnétron. L'autre est relié au porte-substrat de manière à pouvoir effectuer un décapage RF du substrat sous atmosphère d'argon avant le dépôt du Niobium, ces deux opérations s'enchaînant sans remise à l'air de l'enceinte. Cette technique s'appelle le "sputter-etch" en anglais. Cette possibilité est utilisée lors de la dernière étape de la fabrication pour décaper la surface oxydée de Niobium avant de déposer les contacts de Niobium.

III-3 Machine de gravure

Au début, pour graver les couches de Niobium et d'Aluminium, j'ai utilisé un appareil de conception artisanale qui existait déjà au laboratoire avant mon arrivée. C'était une gravure de type plasma, la pression de travail étant de l'ordre de 1 mbar. Deux inconvénients majeurs se sont révélés :

- l'impossibilité de graver la couche d'aluminium à si haute pression sans endommager le masque de résine. Aussi, nous avons utilisé une gravure de type chimique pour l'aluminium, avec tous les inconvénients que cela suppose (plus particulièrement une mauvaise résolution).
- l'absence d'anisotropie de cette gravure haute pression qui entraîne une limite inférieure de la surface des jonctions à $5\text{ }\mu\text{m} \times 5\text{ }\mu\text{m}$.

Ceci nous a conduit à investir dans une machine de gravure de type RIE. Les principaux choix concernant cette machine sont les suivants :

- 1) pompage par pompe turbomoléculaire:

En RIE, une pression limite de 10^{-5} mbar suffit largement pour commencer la gravure. Une pompe turbomoléculaire a l'avantage d'être mise en route immédiatement (à l'inverse des autres types de pompes secondaires). De plus, la maintenance de ces pompes est réduite.

- 2) géométrie plane du réacteur avec une cathode circulaire recouverte d'une table en silice de diamètre 20 cm.

- 3) régulation de la pression de travail par asservissement de la position de la vanne de laminage sur la pression délivrée par une Jauge Baratron précise à 10^{-4} mbar. Ceci est nécessaire à cause des pressions de travail utilisées ici (de l'ordre de 10^{-3} mbar).

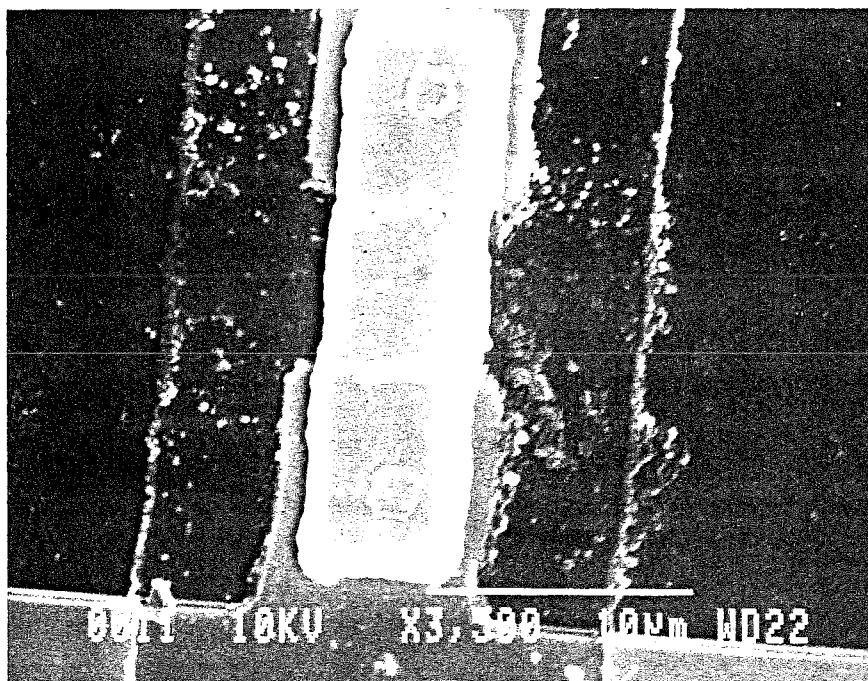
- 4) contrôle des procédés et gestion des pannes par micro-ordinateur. Cette solution a été préférée par le fabricant car une machine de cette complexité entièrement manuelle aurait été plus difficile à réaliser. De plus, cette solution offre l'avantage d'un maniement très aisé de la machine puisqu'elle est entièrement automatisée. Cela permet également d'envisager des procédés de gravure très complexes où dans un mode manuel, le temps n'aurait pas été suffisant pour régler tous les paramètres.

- 5 lignes de gaz différentes arrivent dans l'enceinte, chaque ligne étant équipée d'un débitmètre massique à temps de réponse rapide.
- l'enregistrement du signal issu d'une diode laser et qui se réfléchit sur le substrat (détection de fin d'attaque). Cela permet d'enregistrer les changements de coefficient de réflexion du substrat et ainsi de connaître en temps réel quelle couche on est en train de graver. Cette possibilité s'est révélée très vite indispensable pour limiter la surgravure et pouvoir graver les tricouches.
- un seul générateur RF de puissance 300 W muni d'un adaptateur d'impédance automatique pour adapter le générateur à son plasma.

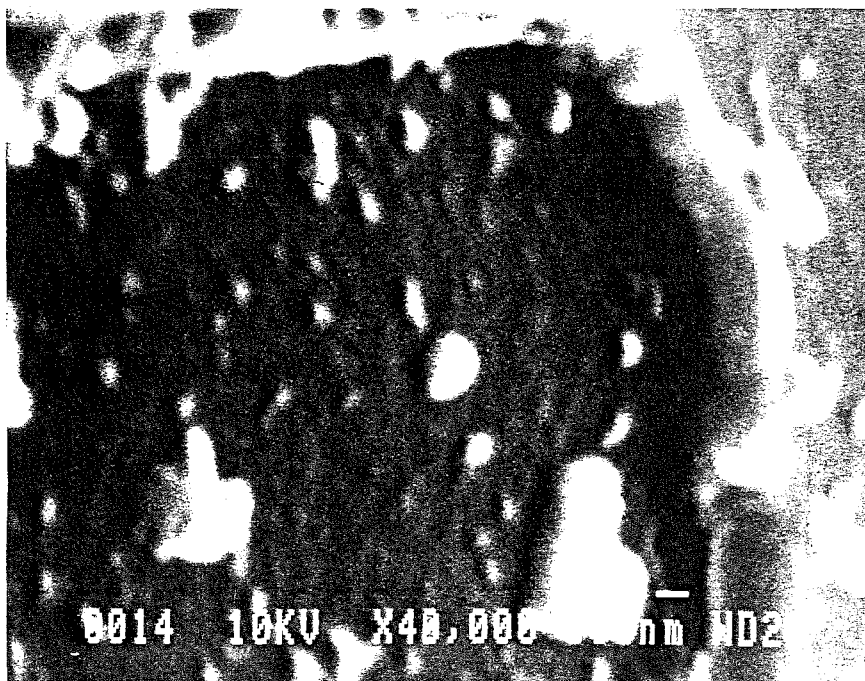
III-4 L'évaporateur de SiO

Notre machine de pulvérisation étant équipée d'un générateur RF de puissance 400 W et d'une cible de SiO_2 , nous avons la possibilité pour notre procédé de fabrication d'utiliser une couche isolante de SiO_2 pour la passivation de la jonction (plutôt que de SiO obtenu par évaporation). L'avantage essentiel du SiO_2 par rapport au SiO, c'est sa constante diélectrique plus faible (4 au lieu de 6) minimisant ainsi les capacités parasites. Cette conséquence est importante pour nos jonctions, c'est pourquoi nous avons essayé de mettre au point ce dépôt par pulvérisation malgré les inconvénients qu'elle présentait : procédé plus complexe qu'une simple évaporation et surtout surchauffe du substrat qui entraîne un lift-off difficile.

Nos premiers essais ont donné une couche de SiO_2 d'aspect curieux. En effet, en observant cette couche au microscope électronique, nous pouvons noter des impuretés blanchâtres dont la dimension peut aller jusqu'à $0,5 \mu\text{m}$ (voir les clichés page suivante). De plus, les jonctions ainsi obtenues étaient des court-circuits. Des essais ultérieurs ne nous ont pas permis de comprendre l'origine de ce phénomène. Vu le temps qui nous était imparti pour la réalisation de jonctions à 100 puis 380 GHz pour notre laboratoire, nous avons préféré revenir au procédé d'évaporation de SiO mis au point lors de notre travail dans l'équipe de M.Devoret au CEN d'Orme les Merisiers. Ceci a impliqué l'achat d'un évaporateur de SiO dans notre laboratoire.



Jonction à 100 GHz utilisant comme isolant une couche de SiO_2



Défauts de la couche de SiO_2 (détails du cliché précédent)

Notre machine d'évaporation est équipée d'un système de pompage turbomoléculaire avec piège à azote liquide garantissant une pression inférieure à 10^{-6} mbar en moins d'une demi-heure. Le piège à azote est très utile dans ce cas, car il permet d'accélérer la vitesse de pompage en piégeant la vapeur d'eau pour laquelle la vitesse de pompage est faible à ces pressions avec une pompe turbomoléculaire. La distance entre le creuset et le substrat doit être suffisamment importante à cause des projections de SiO : nous l'avons fixée à 31 cm. Le creuset utilisé est d'un type spécial : il comporte une cheminée qui évite les projections de SiO. Ce dernier ne fond pas, mais se sublime directement lorsqu'il est chauffé. Il nécessite une alimentation de courant relativement puissante. Avec un courant alternatif de valeur efficace 330 A sous 5V, les vitesses de dépôt obtenues sont typiquement de l'ordre de 1 nm/s, ce qui est important en comparaison de la pulvérisation de SiO₂. L'alimentation peut être commutée sur un autre creuset afin d'évaporer la couche d'accrochage indispensable à l'adhérence du SiO sur le substrat (1,5 nm de Titane). Cet appareil est de type manuel. Les paramètres d'évaporation sont directement lus sur un mesureur d'épaisseur numérique. Les couches de SiO ainsi obtenues sont d'excellente qualité et nous n'avons jamais observé de trous dans celles-ci. Les avantages de ce procédé résident dans sa simplicité de mise en oeuvre, son faible coût et sa flexibilité. Le lift-off des couches de SiO aussi épaisses que 500 nm ne pose aucun problème majeur.

III-5 Scie pour découpe des substrats

Je termine cet exposé sur les choix technologiques en évoquant la scie qui permet de découper les jonctions une à une. L'achat d'une scie est devenu nécessaire quand nous avons commencé à produire des jonctions pour le récepteur à 380 GHz. Pour ces dernières jonctions, la largeur du substrat est seulement de 200 μm avec une tolérance sur la découpe de l'ordre de 10 μm . La découpe a pu être réalisée grâce à une scie très performante dont la précision dans la position de la lame est de 2 μm .

IV Etudes effectuées et points clés de cette technologie de fabrication.

Je commence par décrire les principales études qui ont été effectuées pour la mise au point de ce processus de fabrication et je termine par ce qui me semble être les points clés de cette technologie. Tout ceci sera, je le pense, très utile pour celui qui désire se lancer dans la fabrication de jonctions en Niobium.

IV-1 Etudes spécifiques aux appareils décrits ci-dessus

Certaines de ces études ont déjà été décrites au chapitre II. Il s'agit en effet :

- de l'étude des paramètres de la gravure RIE.
- de l'étude des résines photosensibles.

D'autres études sont simplement mentionnées dans les articles figurant au paragraphe I de ce chapitre. Je vais à présent les exposer plus précisément.

IV-2 Etudes concernant le dépôt du tricolore Nb/Al-AlO_x/Nb

IV-2-1 Les contraintes dans le film de Niobium.

Un film déposé par pulvérisation est pratiquement toujours sous contrainte. Ces contraintes dépendent de la température atteinte pendant le dépôt et surtout de la pression d'argon pendant le dépôt. Cette dépendance en fonction de la pression est très pointue. Il n'est pas du tout aisé d'interpréter les mécanismes qui génèrent ces contraintes. Par contre, déposer un matériau avec de très fortes contraintes entraîne des problèmes d'adhérence du film sur le substrat. De plus, certains groupes pensent que ces contraintes peuvent détruire la fine barrière d'alumine, surtout pour les petites jonctions. Les arguments qui expliquent ce phénomène de fragilisation de la barrière ne me paraissent pas convaincants et il faut peut-être se garder de conclusions trop hâtives. Le dépôt de film sans contrainte est cependant préférable car il permet un lift-off très aisé, ce qui est nécessaire

lors de la dernière étape pour contacter les jonctions les unes avec les autres. Nous pouvons ainsi aisément définir une interconnection avec une épaisseur de Nb de 400 nm. Avec un film très contraint, cela ne serait pas possible, car le niobium aurait tendance à "peler" sur la résine.

Il est certainement préférable d'avoir un minimum de contraintes au niveau de la barrière tunnel, particulièrement pour les jonctions à forte densité de courant où la barrière devient de plus en plus fine. Nous avons donc décidé d'étudier ce problème afin d'approcher le mieux possible du film sans contrainte. Nous avons utilisé une méthode relativement classique (cf. Figure III-1):

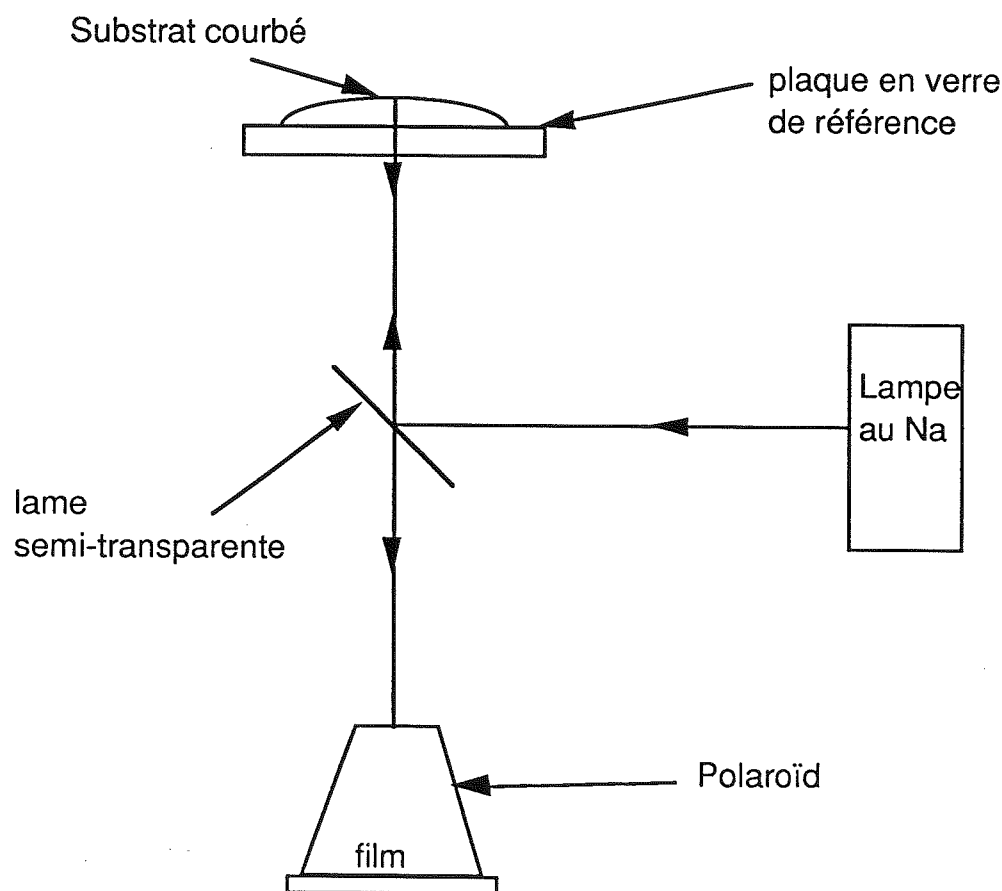


Figure III-1 : Principe de la mesure des contraintes

Il semble que la pression d'argon pendant la pulvérisation du film de Niobium joue le rôle le plus important dans l'évolution des contraintes. Aussi, pour notre étude, nous avons fait divers dépôts à température, débit et puissance constants, la pression d'argon variant de 0,9 à 1,5 Pascal.

Pour chaque essai, nous avons procédé ainsi : sur un substrat de quartz très plan à l'origine (moins de 20 franges), nous avons déposé une couche de Niobium d'épaisseur constante (200 nm). Puis nous avons observé par interférométrie la courbure de ce substrat par rapport à une surface de référence en verre. L'interféromètre (appartenant au Laboratoire de Microstructures et de Matériaux à Bagnex) est un appareil du commerce qui utilise le principe des anneaux de Newton pour estimer la courbure d'un substrat. Le sens de la courbure du substrat permet de déterminer si le film est en tension ou en compression. Si le film est en tension, les anneaux de Newton convergent vers le centre lorsqu'on rapproche légèrement le substrat de sa surface de référence. C'est l'inverse en compression. Le sens de défilement des anneaux permet donc de déterminer le signe des contraintes. La figure III-2 permet de comprendre comment les contraintes agissent sur la courbure du substrat :

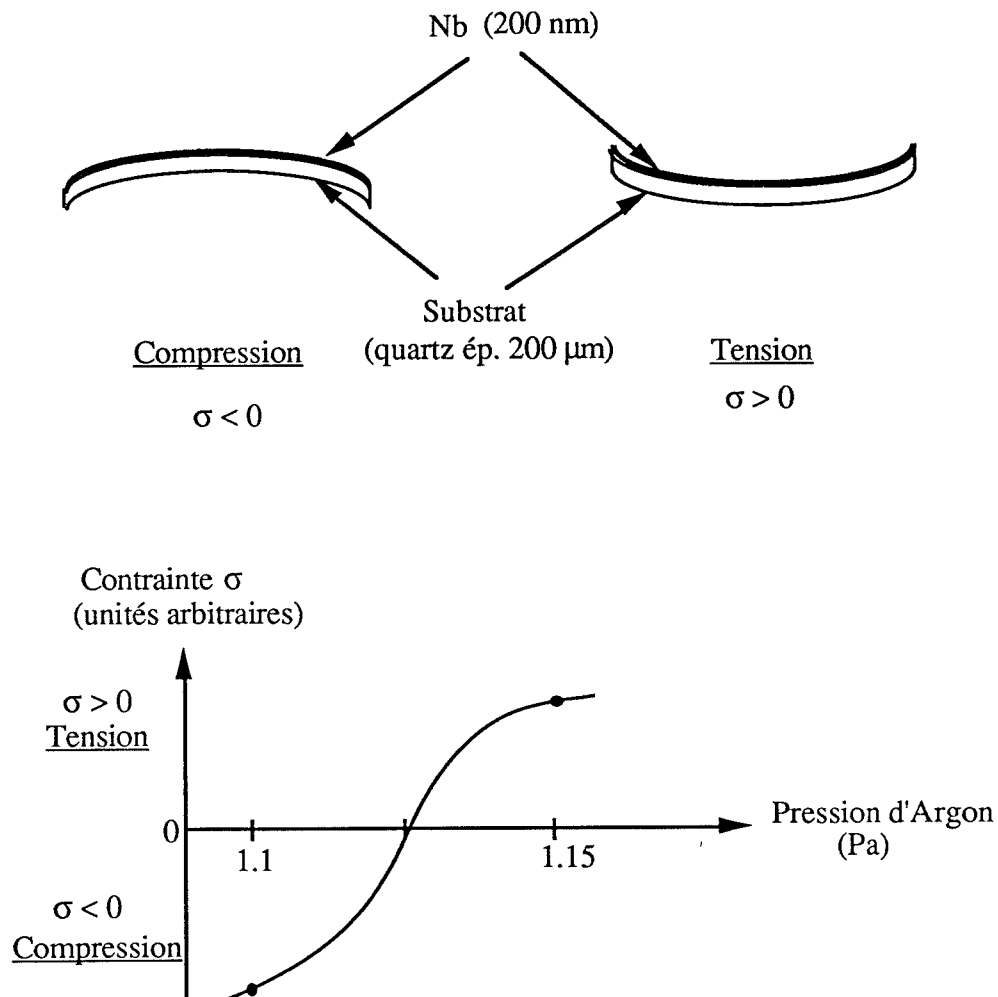


Figure III-2 : Mesure des contraintes d'un film de Niobium

Sur la figure III-2 se trouve également l'allure de la courbe donnant les contraintes en fonction de la pression d'argon.

La contrainte σ peut se calculer par la formule suivante [1] :

$$\sigma = \frac{E}{3(1 - \nu)} \frac{d^2}{t} \frac{z}{a^2}$$

avec :

E = module d'Young du substrat

ν = module de Poisson du substrat

d = épaisseur du substrat

t = épaisseur du film de Nb

z = déflexion du substrat (perpendiculairement à sa surface) à une distance a du centre de courbure

et :

$$z = \frac{n\lambda}{2} \quad \text{avec} \quad \lambda = 589 \text{ nm}$$

n = différence en nombre de franges à une distance a de la courbure du substrat avec dépôt et sans dépôt.

En pratique, il est très difficile d'approcher du film dépourvu de contraintes. C'est pourquoi nous n'avons pas tracé la courbe des contraintes en fonction de la pression d'argon, mais seulement l'allure de la courbe. Pour obtenir des mesures reproductibles, il est indispensable d'avoir un bon contact thermique du substrat avec son support. A cet égard, le film d'huile dont nous avons parlé au paragraphe II de ce chapitre s'est révélé très satisfaisant. Nous voyons également sur cette figure qu'une variation minime de la pression (entre 1,1 et 1,15 Pa) entraîne une inversion de l'état de la contrainte. Une très bonne régulation de pression à 10^{-4} mbar près est donc nécessaire pour minimiser au mieux les contraintes.

A la lumière de cette étude, nous avons choisi une pression de 1,1 Pa (10^{-2} mbar) pour le dépôt du film de Niobium, ce qui donne un film en légère compression.

IV-2-2 Problèmes de contact thermique entre le substrat et son support.

Nous venons d'évoquer la présence d'un film d'huile pour assurer un bon contact thermique entre le substrat et son support lors du dépôt du tricouche.

- pour avoir un film de Niobium de bonne qualité, il est préférable d'opérer à température relativement élevée (par exemple 250 °C) et de ne pas refroidir le substrat pour qu'il puisse s'échauffer pendant le dépôt.

- par contre, pour avoir un film d'Aluminium d'épaisseur 10 nm sans trou, il faut le déposer sur un substrat froid. Ces deux critères sont en contradiction et un compromis doit être réalisé. Les solutions envisageables sont les suivantes :

- i- soit on réalise un contact thermique efficace entre le substrat et son support. C'est le cas avec un léger film d'huile. Il faut alors déposer le Niobium à haute puissance avec une couche relativement épaisse en une seule fois pour que le substrat puisse s'échauffer. La qualité du Niobium ainsi déposé est assez bonne. De plus, le substrat se refroidira très vite à cause du bon contact thermique avec le porte-substrat et l'Aluminium sera alors déposé dans de bonnes conditions. Le gap des jonctions obtenu avec cette méthode est de 2,8 mV.

- ii- soit on ne thermalise pas le substrat :

- Afin de ne pas trop élever la température du substrat, on dépose le Niobium en plusieurs couches de faible épaisseur en alternant avec des périodes d'attente pendant laquelle le substrat se refroidit. Cette méthode est utilisée actuellement à l'IRAM. Elle permet d'obtenir de très bonnes jonctions puisque le substrat est froid quand l'Aluminium est déposé. En utilisant ce procédé, nous avons obtenus des jonctions ayant un gap sensiblement réduit : 2,7 mV. Ceci peut s'expliquer par le fait que le substrat n'atteint pas une température suffisante lors du dépôt et ainsi, la couche de Niobium est de moins bonne qualité.

- Une autre possibilité consiste alors à déposer la première couche de Niobium en une seule fois (température en fin de dépôt très élevée supérieure à 300 °C), puis attendre assez longtemps (au moins 10 min) avant de déposer l'Aluminium pour que le substrat ait le temps de se refroidir. Cette méthode

donne les jonctions qui ont le meilleur gap : environ 2,85-2,9 mV. Par contre, elle s'est révélée un peu moins reproductible, mais il faudrait poursuivre les expériences avant de conclure.

IV-2-3 Spectroscopie par anodisation

Cette expérience a été utilisée pour vérifier la qualité des tricouches à une époque où nous avions des doutes à ce sujet. Son intérêt majeur est d'étudier avec un matériel très simple et peu onéreux la qualité des interfaces Nb/Al et $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Nb}$. Le principe général est le suivant :

le substrat avec le dépôt est plongé dans une cuve d'électrolyse remplie d'une solution d'anodisation très classique (1120 ml d'éthylène glycool, 156 g d'ammonium pentaborate et 760 ml d'eau désionisée). Le substrat est connecté à la borne positive d'une source de courant stabilisée, la borne négative étant reliée à une électrode en or plongée dans le bain. Le schéma électrique est le suivant (fig.III-3) :

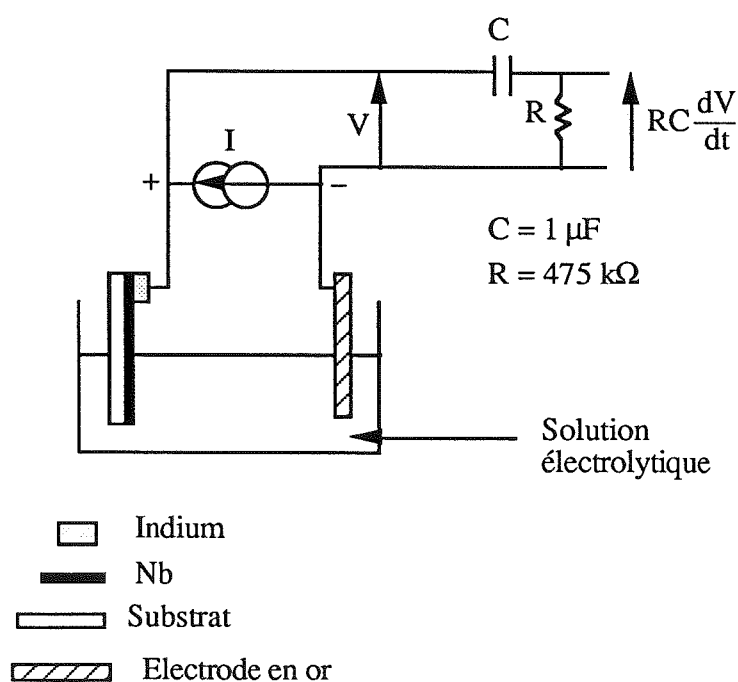


Figure III-3 : Schéma de principe de l'anodisation

L'alimentation délivre un courant I constant. Le réseau CR agit ici comme un dérivateur pour produire le signal $\frac{dV}{dt}$. La courbe $\frac{dV}{dt} = f(V)$ est enregistrée sur une table traçante. En régime permanent, la vitesse d'anodisation $\frac{dV}{dt}$ d'un film métallique est constante. La profondeur d'anodisation est proportionnelle à V . On en déduit immédiatement que V varie linéairement avec le temps t . Une analyse du circuit électrique montre facilement qu'en régime permanent, la tension aux bornes de la résistance R vaut :

$$V_R (t = \infty) = RC \frac{dV}{dt} = \text{constante pour une couche métallique donnée}$$

Dans notre cas, la constante de temps RC vaut 0,475 seconde et on peut considérer que le régime permanent est atteint au bout de 3 RC soit environ 1,5 seconde.

La spectroscopie tunnel exploite le fait que les vitesses d'anodisation sont différentes pour le Niobium et l'Aluminium. Au passage de l'un ou l'autre des interfaces, la vitesse d'anodisation varie brusquement. Plus l'interface est de bonne qualité, plus la transition de la quantité $\frac{dV}{dt}$ est abrupte. Vu la constante de temps du circuit, il faut imposer une vitesse d'anodisation relativement faible. Comme les transitions observées sont de l'ordre de grandeur du Volt, nous avons choisi des vitesses d'anodisation de l'ordre de 0,05 V/s qui produisent un signal suffisant aux bornes de la résistance pour être directement enregistré par une table traçante. Cette vitesse d'anodisation est ajustée par l'intensité du courant. Cette intensité varie selon la surface à anodiser : un courant de l'ordre de 0,4 mA/cm² est un bon compromis pour cette expérience.

Comme $\frac{dV}{dt}$ est constant pour une couche donnée, V est proportionnel à t . C'est pourquoi on peut aussi bien relever $\frac{dV}{dt}$ en fonction de t ou V . L'avantage de mesurer $\frac{dV}{dt}$ en fonction de V est de permettre la mesure des épaisseurs des films. En effet, la correspondance entre l'épaisseur et la tension d'anodisation est connue pour chaque métal :

- pour l'Aluminium, 1nm correspond à 1V
- pour le Niobium, 0.9 nm correspond à 1V

Les résultats de cette expérience ont déjà été mentionnés dans l'article "Nb/Al-AlOx/Nb junctions for a 380 GHz receiver" qui figure au paragraphe II de ce chapitre. Le principal résultat obtenu est le suivant : si le substrat est en bon contact thermique, il n'y a pas de précaution particulière à prendre pour le dépôt de Niobium et de l'Aluminium. Les interfaces sont alors bien

marqués (cf Fig. 4-a) . La qualité de ces interfaces est bien corrélée avec l'allure de la courbe de gravure (cf. Fig 4-b) et celle des caractéristiques I-V des jonctions obtenues (cf. Fig 4-c).

Cette expérience est très intéressante en tant que diagnostic de la qualité du tricouche avant la fin du processus complet de fabrication des jonctions. L'anodisation ne renseigne que sur la qualité des interfaces mais ne donne pas l'assurance que le tricouche conduira à des jonctions de bonne qualité. En effet, les étapes suivantes ont leur importance et l'anodisation ne peut pas donner de renseignement sur la qualité de l'oxyde d'aluminium. Une courbe d'anodisation bien marquée est une condition nécessaire mais pas suffisante. Cette expérience est donc déterminante. De plus, c'est à ma connaissance la seule méthode fiable et rapide pour connaître l'épaisseur de la couche d'Aluminium. En effet, cette couche dont l'épaisseur est inférieure à 10 nm est impossible à mesurer avec des moyens classiques comme le DEK-TAC.

IV-3 Etude de la passivation de la jonction

Il s'agit d'étudier comment passiver correctement le périmètre des petites jonctions afin d'éviter de court-circuiter l'électrode de base avec les contacts de Niobium. Pour cela, il faut :

- savoir définir un plot de résine circulaire de petite taille.
- savoir graver très proprement la couche supérieure de Niobium.
- diminuer le diamètre du plot de résine avant de déposer la couche isolante de SiO.

Les deux premiers points ont déjà été décrits. L'intérêt du troisième est illustré par la figure III-4.

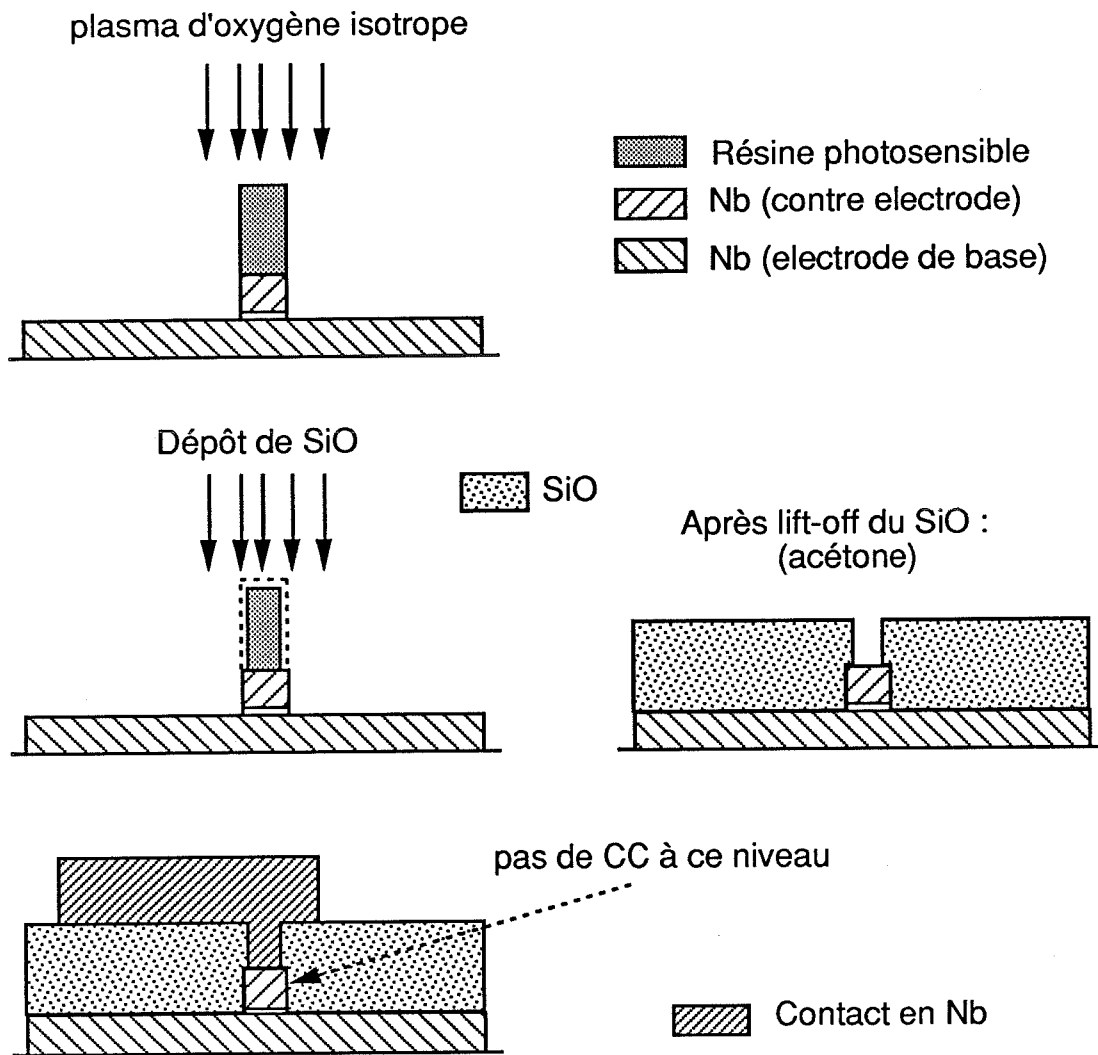


Figure III-4 : Intérêt d'un plasma d'oxygène isotrope pour la passivation de la jonction

Sur cette figure, il apparaît clairement que le trou de SiO a un diamètre inférieur au diamètre de la jonction ce qui empêche tout court-circuit à ce niveau. Cette étape ne complique pratiquement rien car elle est effectuée après la gravure du Niobium au sein du même appareil de RIE. Elle remplace avantageusement une étape d'anodisation partielle du périmètre de la jonction. Cette méthode a également l'avantage de pouvoir réaliser un nombre illimité de jonctions en série sans aucun problème, alors que pour former un oxyde anodique sur le périmètre des jonctions, il faut prévoir sur le masque même les arrivées de courant pour l'anodisation.

Cette étape nécessite seulement un plasma d'oxygène isotrope afin que la vitesse de gravure latérale de la résine (qui seule nous intéresse dans ce cas) soit du même ordre de grandeur que celle de la gravure verticale. C'est pourquoi nous avons choisi une pression de travail de 0,1 mbar, pression relativement importante à la limite de la RIE. Nous avons alors fait l'hypothèse que les vitesses de gravure latérale et verticale étaient identiques. Nous avons utilisé un débit d'oxygène classique de 20 sccm et ajusté la puissance afin d'obtenir une vitesse de gravure suffisante. Avec une puissance de 80 W, la vitesse de gravure est de 230 nm/min. Un plasma de 80 secondes ferait donc reculer la résine de 300 nm, ce qui paraît largement suffisant. Il faut encore contrôler qu'il restera une épaisseur de résine suffisante pour permettre le lift-off du SiO. La gravure de 100 nm de Niobium consomme 200 nm de résine (sur les 1500 nm déposé au départ). Le plasma d'oxygène en consomme encore 300 nm, et il reste alors 1000 nm de résine avant le dépôt de SiO, ce qui est suffisant pour faire le lift-off de 300 à 400 nm de SiO. Ce calcul a été affiné ensuite par des observations au microscope électronique qui ont été effectuées en guise de vérification (voir Fig.5 du troisième article, paragraphe II). Il est apparu que la vitesse de gravure latérale était inférieure à la vitesse de gravure verticale. Il en résulte un recul de la résine de 0,1 à 0,2 μm (par rapport à 0,3 μm estimé). Ceci révèle un fonctionnement encore anisotrope de la gravure. En fait, cette situation est intermédiaire entre la RIE (anisotrope) et la gravure plasma (isotrope). Tout cela ne change rien qualitativement, le diamètre de résine a diminué d'environ 0,2 μm par rapport au diamètre initial et l'épaisseur de résine restante est bien de l'ordre de 1 μm .

Le succès de cette passivation explique en grande partie pourquoi nous sommes parvenus à des jonctions de surface 0,9 μm^2 d'excellente qualité. La limitation de cette technique est uniquement due à la photolithogravure, donc à la qualité de l'aligneur de masque.

IV-4 Points clés et difficultés de ce processus de fabrication

Ce paragraphe résume les difficultés rencontrées lors de la mise au point de ce procédé de fabrication. Les points clés avec leurs problèmes ont déjà été mentionnés dans les paragraphes précédents. Résumons les brièvement :

- dépôt d'un tricouche Nb/Al-AlOx/Nb de bonne qualité. Cette qualité doit être vérifiée par anodisation. Une attention toute particulière doit être portée aux problèmes de contact thermique. Il est également possible d'adapter les conditions de dépôt pour que ces problèmes n'interviennent plus (attente entre le dépôt de l'électrode de base et la couche d'Aluminium par exemple).
- une bonne passivation du périmètre de la jonction doit être réalisée, ceci d'autant plus que la surface de la jonction est petite (de l'ordre du micron carré). Pour cela, il faut observer au microscope électronique la qualité de la photolithogravure, la qualité de la gravure RIE du Niobium et le recul de la résine par plasma d'oxygène.
- vérification de l'absence de trous dans la couche de SiO (ou tout autre isolant).

En revanche, le problème des contraintes dans le film de Niobium me paraît plus secondaire. Une pression d'argon de 1,1 Pascal semble convenir dans la majorité des cas.

Au cours des différentes études, nous avons rencontré les problèmes suivants :

- problème du contact thermique des cibles avec leur support refroidi lors de la pulvérisation.

Au départ, un mauvais collage des cibles sur leur support empêchait un refroidissement correct. Ceci a entraîné le décollement de la cible de Nb dont le dépôt se fait à forte puissance. Les jonctions réalisées avec des cibles mal refroidies sont de très bonne qualité, mais présentent un gap réduit à 2,5 mV environ comme en témoigne la courbe I-V de la figure III-5. On peut interpréter cela par le fait que la cible en chauffant dégaze de manière anormale et affaiblit le gap du Niobium.

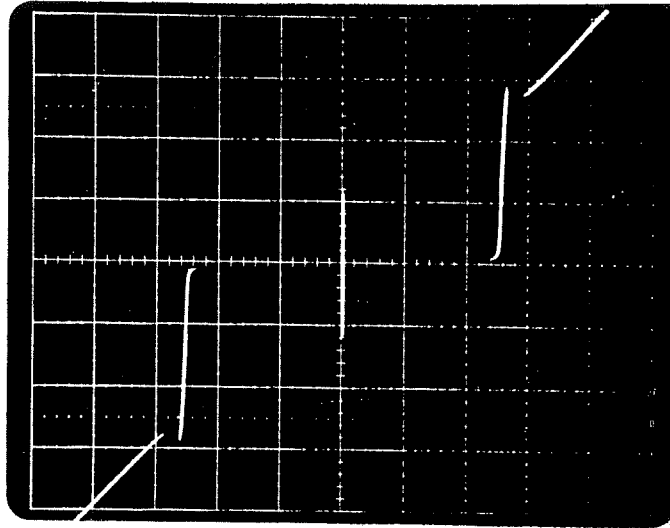


Figure III-5 : Courbe I-V d'une jonction à gap réduit (2,5 mV) par le mauvais refroidissement des cibles (Echelles : Hor. 1mV/div, Vert. 40 μ A/div).

- problèmes de pollution des masques :

Ce problème a déjà été mentionné et vient du procédé même de masquage par contact. Les masques se polluent assez rapidement avec la résine venant de l'échantillon. Cette résine très dure est pratiquement impossible à enlever, même avec des attaques chimiques très puissantes. Le seul remède est finalement de changer le masque lorsque ces problèmes apparaissent. Seul le masque servant à définir la jonction est vraiment critique à ce sujet. Ces agglomérats de résine s'accumulent aux bords de la métallisation du masque. Lors de l'insolation, ces défauts sont transférés sur le motif insolé et il en résulte une perte énorme de définition. Sur le flanc de Niobium apparaît alors des amas de couleur foncée qui correspondent à la résine mal insolée par suite de la pollution du masque. Ceci

est bien visible sur la figure III-6. Les jonctions réalisées avec ce type de défauts ont des caractéristiques I-V avec des fuites, ou sont des courts-circuits.

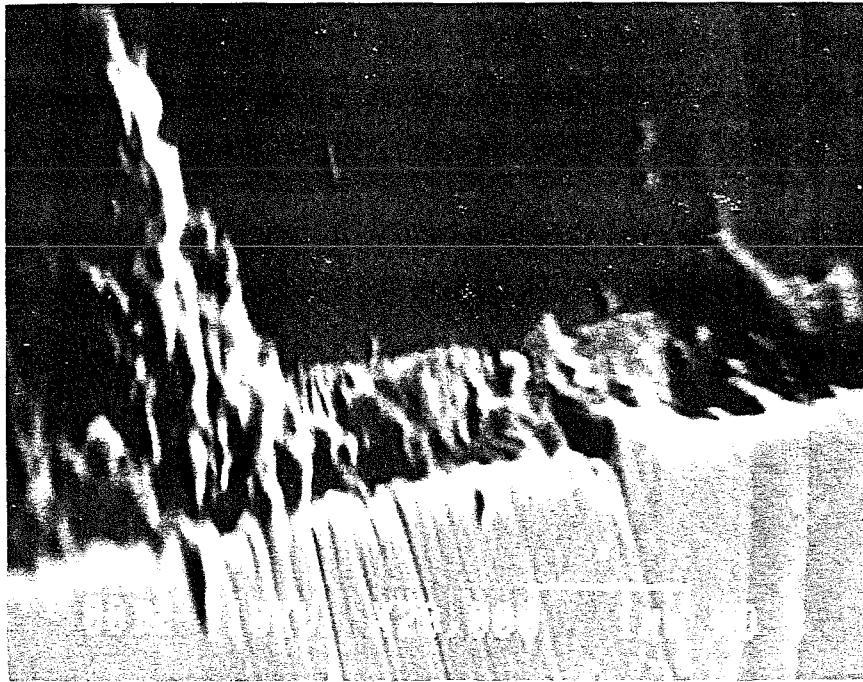


Figure III-6 : Dépôts de résine dus à la pollution des masques

De manière générale, on peut dégager les remarques suivantes :

- si la jonction est en court-circuit, il y a sans doute un défaut au niveau de la passivation de la jonction (à moins qu'il n'y ait pas de barrière tunnel).
- si la jonction n'est pas en court-circuit, mais présente une caractéristique I-V de mauvaise qualité (fuites sous le gap ...), cela vient soit du problème d'un mauvais contact thermique du substrat lors du dépôt, soit aussi du problème de mauvaise passivation (voir les masques, la qualité de la résine, la gravure)
- si la jonction a un mauvais gap, il faut vérifier les points suivants :
 - 1) la pression : elle doit être inférieure à 1.10^{-7} mbar
 - 2) déposition du Niobium à grande vitesse (supérieure à 1,5 nm/s), si possible en une fois, et avec une épaisseur de l'ordre de 100 à 200 nm pour les deux électrodes.
 - 3) les cibles doivent être bien refroidies

4) l'argon doit être très pur et la ligne de gaz sans fuite. Le débit, de l'ordre de 50 sccm, n'est pas un paramètre déterminant, mais il permet de vérifier la vitesse de pompage.

Cette liste n'est pas exhaustive, mais donne un aperçu des points qui me semblent importants concernant le gap de la jonction.

- enfin, nous avons parfois rencontré des problèmes de fiabilité de nos jonctions. En particulier, certaines ne supportaient pas les cycles thermiques. La cause a pu être mise en évidence: il s'agissait de la couche de Titane pour l'accrochage du SiO. L'épaisseur de la couche a été portée de 1 nm à 1,5 nm et surtout, il faut absolument mettre une charge de Titane neuve pour chaque évaporation. Moyennant ces précautions, les problèmes de fiabilité ont été résolus et certaines jonctions ont subi une dizaine de cycles thermiques dans le récepteur à 380 GHz sans évolution visible de la caractéristique I-V.

Bibliographie

- [1] R.W.Hoffman, "Physics of thin films", G.Hass and R.E.Thun, eds., Vol. 3, p. 211, Academic press, N.Y., 1966.

Chapitre IV

Chapitre IV

Intégration des jonctions SIS dans des récepteurs à 100 et 380 GHz

I Généralités

Le but de cette technologie de fabrication de jonctions SIS est de fournir une source fiable et reproductible de jonctions pour tous les projets du laboratoire. Cet effort, commencé il y a maintenant quatre ans, a largement permis d'atteindre les objectifs fixés. Dès les premiers résultats positifs de réalisation de jonctions SIS, nous avons testé cette technologie sur des récepteurs à fréquence pas trop élevée. Ce fut l'objet de notre collaboration avec l'IRAM à Grenoble en utilisant leurs récepteurs à 100 GHz. Ces essais ont rapidement permis d'obtenir de très bon résultats grâce à la grande maîtrise de l'IRAM pour ce type de récepteurs. Une fois cette étape de validation terminée, nous avons décidé de passer à des jonctions SIS compatibles avec les fréquences de PRONAOS-SMH, c'est à dire 380 GHz. Leur intégration dans le récepteur est également décrite.

II Intégration à 100 GHz (récepteur IRAM).

Cette étape est décrite en détail dans l'article qui suit ("Low noise 80-115 GHz quasiparticle mixer with small Nb/Al-Oxyde/Nb tunnel junctions"). Les résultats du récepteur ont été ensuite bien améliorés par l'utilisation d'une jonction de même surface ($2\mu\text{m}^2$) mais de résistance normale plus faible ($R_N = 66\Omega$, cf. fig. IV-1). L'adaptation RF de la jonction est donc tout à fait essentielle et des résistances normales de l'ordre de 50-60 Ω donnent les meilleurs résultats. Cette valeur autour de 50 Ω semble d'ailleurs être une constante de ce type de récepteur à guide d'onde. Ce qui est sûr, c'est qu'une résistance supérieure à 100 Ω produit des désadaptations en RF et il en résulte des pertes en conversion importantes. La figure IV-2 présente la température de bruit DSB obtenue pour le système entier en fonction de la fréquence d'OL avec la jonction de la figure IV-1.

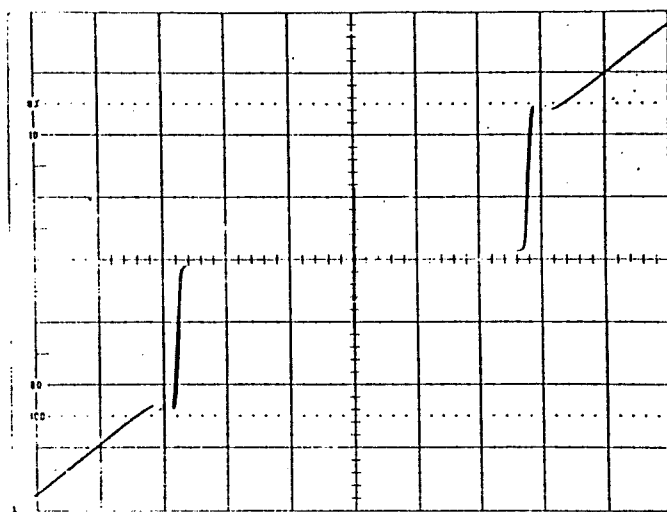


Figure IV-1 : Courbe I-V de la jonction TRI 44-3 qui a donné les meilleurs résultats à 100 GHz.

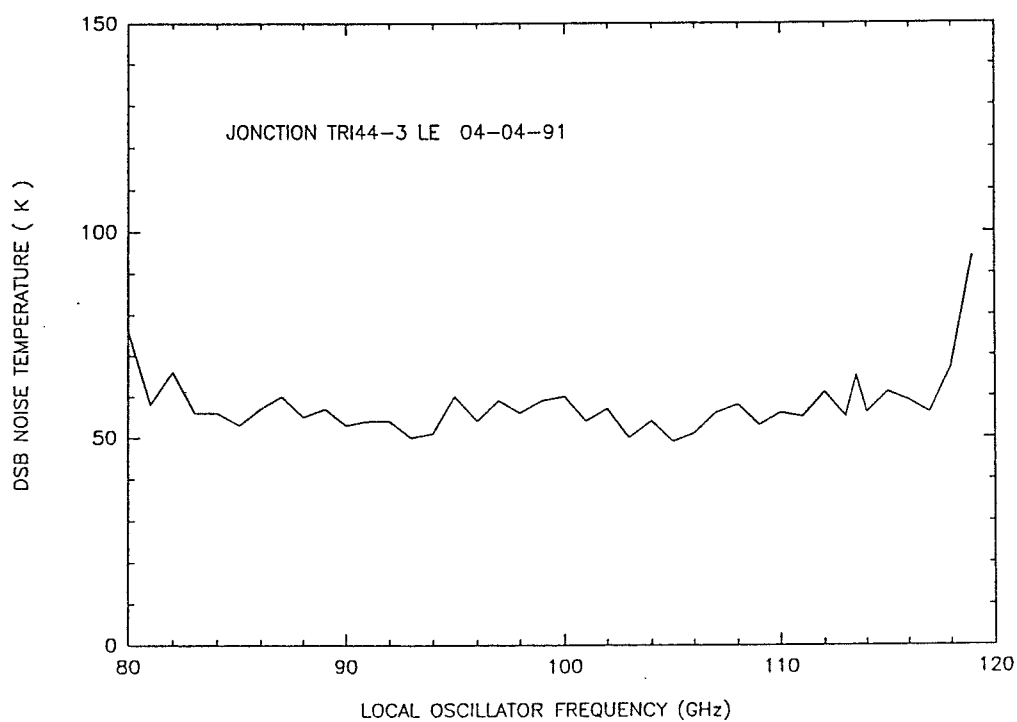


Figure IV-2 : Température de bruit obtenue avec la jonction TRI 44-3 en fonction de la fréquence de l'oscillateur local.

LOW NOISE 80-115 GHz QUASIPARTICLE MIXER WITH SMALL Nb/Al-Oxide/Nb TUNNEL JUNCTIONS

**P. Feautrier¹, J. Blondel², M. Hanus¹, J. Y. Chenu²,
P. Encrenaz^{1,3}, and M. Carter²**

¹*Ecole Normale Supérieure, Radioastronomie
24 Rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France*

²*Institut de Radio Astronomie Millimétrique, Domaine
Universitaire, 300 rue de la Piscine, 38406 St. Martin d'Hères, France*

³*Observatoire de Paris, Section de Meudon, 92195 Meudon
Principal CEDEX, France*

Received December 2, 1989

1 Abstract

Millimeter-wave characterization of a heterodyne receiver using (2 μm^2) Nb/Al-Ox/Nb Superconducting-Insulator-Superconducting (SIS) junctions arrays is reported. The fabrication of the Nb/Al-Ox/Nb SIS junction arrays as a heterodyne mixer is described. The leakage current of these junctions is below 2 μA at 4.2K and unmeasurable at 2.5K. The receiver gave a noise temperature Double Side Band (DSB) between 63K and 187K over the frequency range 80 to 115 GHz at the first conversion peak. The results are comparable to those obtained with SIS receivers using well researched lead junctions. Contrary to the lead junctions, our mixer using all Nb junctions have proven remarkably stable with respect to thermal cycling, characteristics which are required for space applications. To our knowledge, this is the most reliable low noise receiver operating in this frequency range.

II Introduction

Difficulties in generating enough Local Oscillator (L.O.) power at high frequencies make SIS mixers very desirable for operation above 300 GHz. Their low L.O. power requirements and their low noise temperature are pushing many groups to develop radioastronomy SIS receivers in this frequency domain. While lead junctions have been widely used up to 760 GHz (1), their performance degrades with time which makes them especially difficult to use for space applications. Junctions made with a niobium or any niobium alloy film are mechanically very hard and very stable with respect to storage at room temperature and repeated thermal cyclings: we call them "all-refractory junctions". These characteristics have led these components to be used for very high speed integrated circuit technology (2,3).

The fabrication of rugged junctions using refractory materials like Nb/Al-Ox/Nb or NbN/MgOx/NbN is actively pursued by different groups as an alternative solution: the specific properties of these types of junctions are very suitable for use in heterodyne receivers. Experiments with NbN junctions were made by Letrou *et al.* (4) but they did not get good results: they obtained 399K in the best case at 99.3GHz with a $4\mu\text{m}^2$ NbN/MgO/NbN junction. The current/voltage (I/V) of these junctions are not sharp enough to have good mixing. Nb junctions are more promising as mixer elements.

III Fabrication process of the tunnel junctions

We report the successful fabrication of small ($2\mu\text{m}^2$) arrays of Nb/Al-AlOx/Nb junctions with excellent I/V characteristics resulting in low-noise receiver performance measured in the 80-115 GHz frequency range. To obtain SIS mixers working at high frequencies (100-500 GHz), very small Nb/Al-AlOx/Nb junctions (area $\leq 4\mu\text{m}^2$) are required. We have developed a fabrication process in a collaboration with the Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (DPh-SRM, Ormes des Merisiers) and the Ecole Normale Supérieure (Paris). Our process is based on "Selective Niobium Etching Process" (SNEP) first developed by Gurvitch *et al.* (5,6) and improved by Yuda *et al.* (7). The main points are:

- deposition of the Nb/Al-Ox/Nb sandwich without breaking the vacuum in order to obtain a good metal barrier interface.
- self-alignment insulation process in order to fabricate small junctions.
- definition of the junction area by Reactive Ion Etching (RIE).

80-115 GHz Quasiparticle Mixer

The different steps of this process are described on Fig.1.

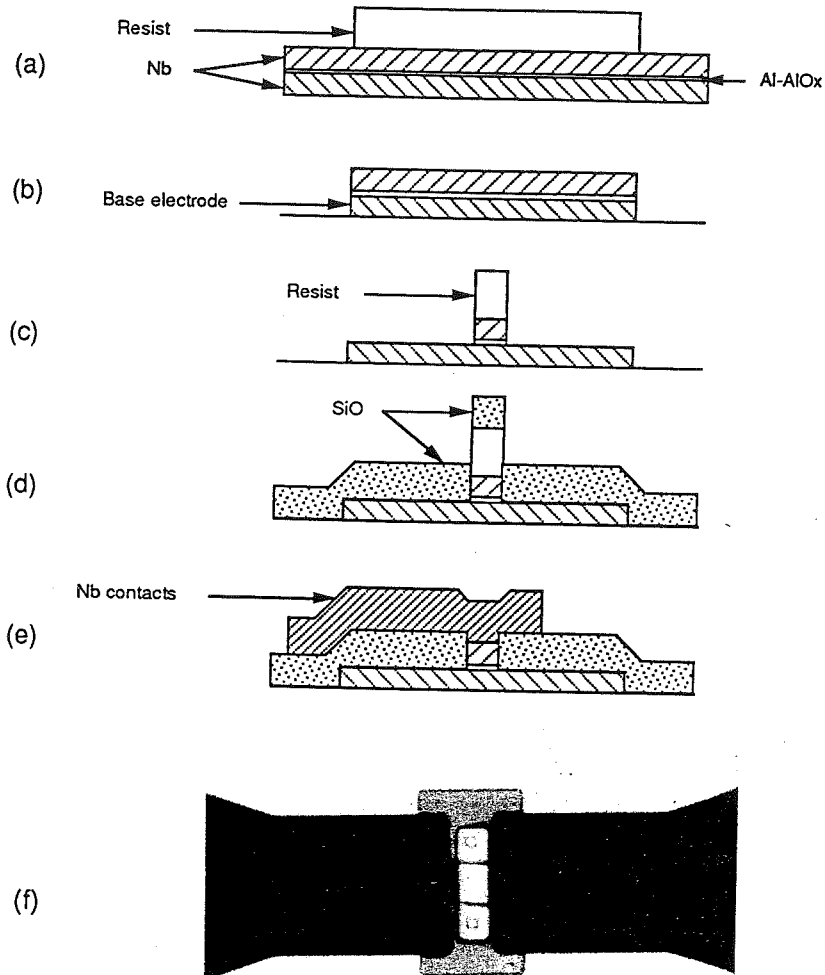


Fig. 1. Fabrication process of Nb/Al-AlOx/Nb junctions. (a) Nb/Al-AlOx/Nb deposition. Definition of the base electrode by photolithography. (b) Trilayer etching. (c) Upper electrode etching. (d) Self-aligned deposition of a SiO insulating layer. (e) Nb interconnection layer. (f) Picture of a series array of two junctions ($2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$ each).

For radioastronomy applications, it is necessary to use fused quartz substrates ($200\mu\text{m}$ thick), and to deposit stress-free films to obtain junction areas under $4\mu\text{m}\times 4\mu\text{m}$ (8,9). We succeeded in realizing all Niobium junctions down to $4\mu\text{m}^2$. Contrary to lead junction fabrication processes, our method leads to a high rate of successful junctions made on a single wafer (about 70%) with similar characteristics (Josephson current, normal resistance). For operation at 100 GHz, we fabricated an array of 2 tunnel junctions in series which corresponded to an effective area of $2\mu\text{m}^2$. The I/V characteristic is shown in Fig.2 : Fig. 2-a displays the I/V curve at 4.2K, and Fig. 2-b at 2.5K. The normal resistance R_N of this array is 128Ω . The sharpness of this curve is excellent: the leakage current is below $2\mu\text{A}$ at 4.2K and unmeasurable at 2.5K with this sensitivity. Moreover, this characteristic did not change over six months at room temperature.

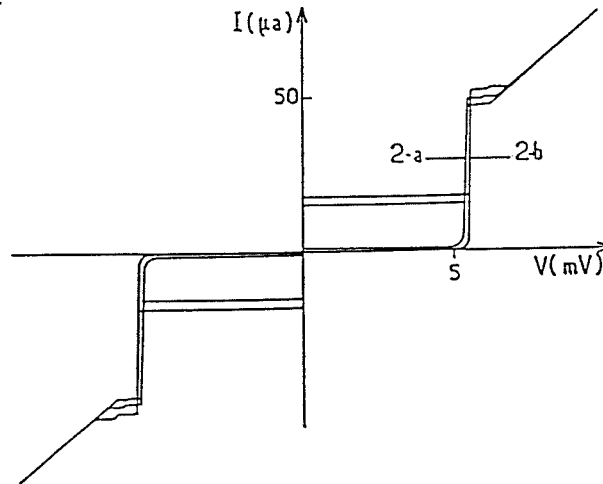


Fig. 2. I/V curve of an array of 2 Nb/Al-AIOx/Nb junctions in series. The effective area is $2\mu\text{m}^2$ and the normal resistance is 128Ω . Fig 2-a displays the I/V curve at 4.2 K and Fig. 2-b at 2.5K.

The "knee" structure after the gap voltage is a consequence of a proximity effect (10). This effect can be reduced by decreasing the aluminium thickness of the trilayer. We note that the Josephson currents of the two junctions in series are equal within the measurement uncertainties. This criterion is fundamental for mixer applications.

The $2\mu\text{m}$ square junctions are very stable to repeated thermal cyclings between room and liquid He temperature. This is an important improvement compared with lead-alloys junctions.

IV Receiver description

The SIS receiver operating in the 3mm wavelength range has already been described (11,12,13). The mixer block is similar to those used on the IRAM radiotelescopes (French/German radiotelescopes operating in France-Plateau de Bures and Spain-Pico Veleta between 80 and 270 GHz). The Nb/Al-Ox/Nb junction made on a 10 mm long, 1mm wide, 0.2 mm thick fused quartz substrate is mounted in a quarter height waveguide. The junction is cooled to 2K by a hybrid cryostat developed at IRAM (14). The low-pass filter for the IF frequency is integrated on the same substrate during the fabrication process.

DC and IF connections to the junction are made at one end through a SMA connector and at the other end via a ground return to the mixer block. The junction is located at the center of the wave guide connected to a corrugated horn where the signal and local oscillator are injected. Tuning of the RF circuit is achieved via a single movable backshort.

After mixing, the IF signal is preamplified by High Electron Mobility Transistor (HEMT) amplifiers mounted on the 15K stage of the hybrid cryostat. These IF amplifiers are made at IRAM. The IF chain is centered at a frequency of 1.5 GHz, has a 3dB bandwidth of 600 MHz, and the noise temperature of the IF chain is about 10K. The receiver is operating in the DSB mode.

V Test measurements

Fig. 3-a displays the I/V curve for a Nb/Al-Ox/Nb $2\mu\text{m}^2$ array of junctions at 2K. The normal resistance is 128Ω . The I/V curve is modified by application of a L.O. at 80GHz to the mixer (Fig. 3-b). Also shown in the figure are the detected IF output as a function of DC bias when hot (295K, Fig. 3-c) and cold (77K, Fig. 3-d) loads are placed at the receiver input.

The noise temperature of the receiver referred to the input is calculated from the following expression:

$$T_{\text{Rec}} = \frac{T_{\text{hot}} - Y T_{\text{cold}}}{Y - 1}$$

where Y is the ratio of the respective IF output power $\frac{P_{\text{hot}}}{P_{\text{cold}}}$.

At 80GHz, we obtained $T_{\text{Rec}} = 80\text{K}$ at the first photon assisted step (DSB).

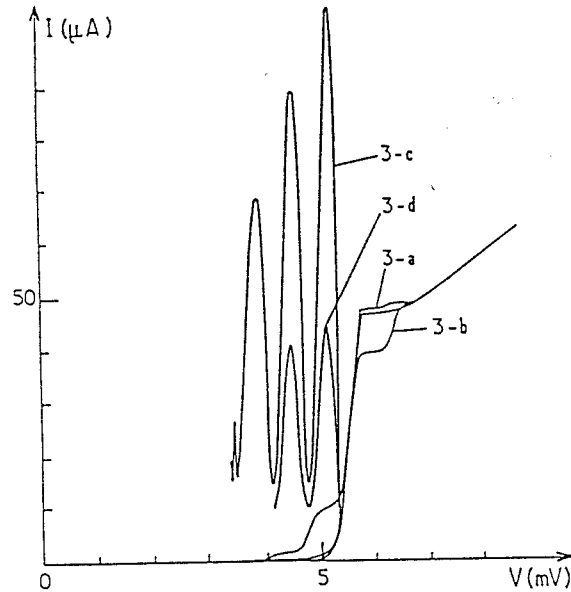


Fig. 3 . Test of the $2\mu\text{m}^2$ Nb junction in a receiver at 80 GHz. The junction is cooled at 2K.
 Fig. 3-a : static I/V curve at 2K.
 Fig. 3-b : I/V curve with LO at 80 GHz.
 Fig. 3-c : IF output power with hot load (295K).
 Fig. 3-d : IF output power with cold load (77K).

80-115 GHz Quasiparticle Mixer

Fig.4 displays the DSB receiver noise temperature as a function of LO frequency from 80 to 115 GHz. Although the normal resistance of the junction (128Ω) is not in the range ($60-70 \Omega$) for which the mixer has been optimized (15), we obtain reasonably good noise receiver temperatures : 63 to 187K over the range 80-115 GHz. The linear increase of the noise temperature with the LO frequency is probably due to a too high junction capacitance at these frequencies.

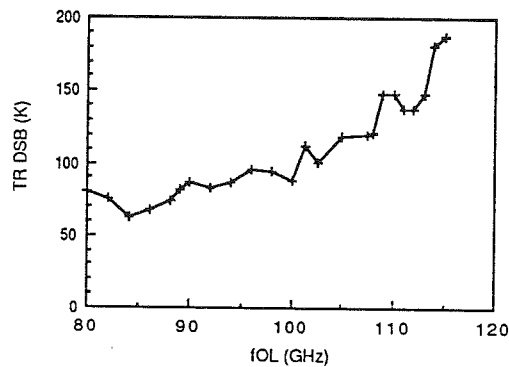


Fig.4 : Receiver noise temperature (DSB) with the $2 \mu\text{m}^2$ all Nb junction as a function of LO frequency.

Assuming the specific capacitance C_s for the Nb/AlOx/Nb barrier is about $60 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ (10,16), we estimate the capacitance of an array of junctions with an effective area of $2 \mu\text{m}^2$ to be 120 fF . The overlap capacitance between the interconnection layer and the base electrode has been greatly reduced by using an insulating layer of SiO (300 nm thick, $\epsilon_r=6$). This gives an overlap capacitance of 5 fF for our junctions and a total capacity C of 125 fF for the device, which leads to a $\omega R_N C$ of 10 at 100 GHz . The results of Fig.4 might imply that we underestimated the junction capacitance with the value of C_s mentioned above which indicates that the value of $\omega R_N C$ is probably greater than 10. We did not see this effect after 100 GHz with a Pb/Bi junction using the same receiver (see Fig. 5). To reduce also the noise temperature of the mixer, it is necessary to have a $\omega R_N C$ product between 3 and 7 (17). In the future, we plan to lower the normal resistance and the junction capacitance to obtain the desired value of $\omega R_N C$ on our frequency range. The normal resistance is a function of the thickness of the oxide barrier (Al_2O_3). We can adjust this by adapting the O_2 pressure during the oxydation of the aluminium : to decrease the normal resistance, we have to lower the O_2 pressure (18).

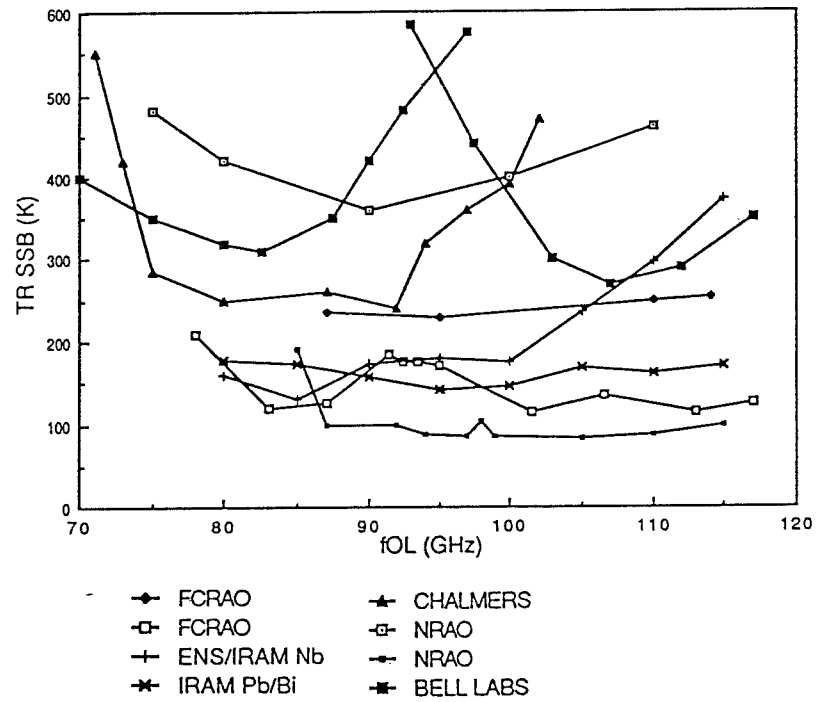


Fig.5 : Frequency response of 3-mm cooled mixers. Single sideband receiver noise temperature are plotted over the 70 to 120 GHz range for the NRAO mixer, the Bell Telephone Laboratory system, the Chalmers University system and the Five College Radio Astronomy Observatory Schottky receiver (after (21)). Also shown on this figure the data obtained with IRAM receiver using Nb/Al-AlOx/Nb junction, Pb/Bi junction and NRAO results obtained with shunted edge junctions (after (22)). Filled symbol are SSB temperature and the others are twice DSB results.

VI Discussion

Pan *et al.* reported excellent results with a SIS mixer using Nb/Al-Al₂O₃/Nb junctions fabricated by Hypress Inc, but only at one given frequency : they obtained a receiver noise temperature of 82K SSB at 115 GHz (19). Räsänen *et al.* obtained less than 50K SSB from 91 to 96 GHz (minimum value : 44K) with lead alloy SIS junctions (20).

Fig. 5 presents a comparison of the noise temperature SSB versus L.O. frequency obtained by various laboratories in the 70-120 GHz frequency range after Predmore *et al.* (21). We plotted also on this figure :

- the noise temperature obtained with an IRAM SIS receiver using lead junctions (Pb/Bi junction with an area of $2.8\mu\text{m}^2$ and a normal resistance of 61Ω) and the results obtained with the same receiver using all niobium junctions.
- the noise temperature obtained by Pan *et al.* (22) with shunted edge Nb/Ox/PbInAu junctions at a physical mixer temperature of 4.2K (lowest NRAO noise temperature) . They reported a minimum value of 40K DSB for the overall receiver noise temperature.

For better comparison with SSB results, we reported twice DSB noise temperature .

In this frequency range, our results obtained with the Nb junctions are quite comparable to the others up to 100 GHz. A better noise temperature could be achieved particularly around 110 GHz by decreasing the junction capacitance. Results obtained with the same receiver using Pb/Bi junction are better after 100 GHz, because the junction capacitance and the normal resistance is here well optimised.

VII Conclusion

In conclusion, Nb/Al-Ox/Nb junctions with small areas have been successfully fabricated, implemented and characterized in a receiver system working in the 3 mm wave frequency range. Very important is the fact that the Nb junctions proved very stable with repeated thermal cyclings between room and liquid He temperature. This is an important improvement compared to Pb junctions. The Nb/Al-Ox/Nb junctions do constitute a very promising mixing element for space applications. Many improvements on the fabrication process are in view in order to reach $1\mu\text{m}^2$ per junction and to operate up to 400GHz for a balloon borne experiment : study of etching profiles, utilization of an electron beam lithography, and development of other fabrication processes.

VIII Acknowledgements

We would like to thank the Quantronic Group of the CEA (M.Devoret, D.Estève, C.Urbina, E.Turlot) for use of their equipment and useful discussions. We also thank P.F.Orfila for his valuable technical assistance.

We are greatly indebted to K.H.Gundlach, H.Kohlstedt, and J.Eigemann of IRAM for very helpful discussions and explanations.

We are grateful to F.R.Ladan (CNET/L2M, Bagneux) who allowed us to use his optical flatness tester.

Thanks also to L.Palmateer for comments on the manuscript.

This work is partially supported by the Centre National de la Recherche Scientifique (UA. 336).

References

- (1) T.H.Büttgenbach, R.E.Miller, M.J.Wengler, D.M.Watson and T.G.Phillips, IEEE Trans. MTT, Vol. MTT-36, pp. 1720-1726, 1988.
- (2) H.Hoko, T.Imamura and S.Hasuo, "Vertically integrated Josephson integrated circuits with stacked Nb/AlOx/Nb junctions", Tech. Digest of International Electron Devices Meeting, Washington, D.C., pp 385-388, 1987.
- (3) S.Kotani, N.Fujmaki, T.Imamura and S.Hasuo, IEEE J. Solid State Circuits, Vol. SC-23, 2, pp. 591-596, 1988.
- (4) C.Letrou, D.Cr    , J.C.Pernot, A.Rabhi and P.Encrenaz, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, Vol. 8, No. 4, 1987.
- (5) M.Gurvitch, M.A.Washington, H.A.Huggins and T.M.Rowell, IEEE Trans. Magn. MAG-19, 791 (1983).
- (6) M.Gurvitch, M.A.Washington and H.A.Huggins, Appl. Phys. Lett. 42, 472 (1983).
- (7) M.Yuda, K.Kuroda and J.Nakamo, Jap. Journ. of Appl. Phys., Vol. 26, No. 3, March 1987.
- (8) C.T.Wu, Thin Solid Films, 64 (1979), pp 103-110.
- (9) K.Kuroda and M.Yuda, J. Appl. Phys. 63 (7), 1 April 1988.
- (10) S.Morohashi and S.Hasuo, J. Appl. Phys., Vol. 61, pp. 4835-4849, 15 May 1987.
- (11) R.Blundell, H.Hein, K.H.Gundlach and E.J.Blum, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, Vol. 3, No. 6, 1982.
- (12) R.Blundell, K.H.Gundlach and E.J.Blum, 1983, Electronics Letters, Vol.19, pp. 498-499.
- (13) R.Blundell, K.H.Gundlach, E.J.Blum, J.Ibruegger and H.Hein, "IRAM SIS Receivers", International Symposium on Millimeter and Submillimeter Wave Radio Astronomy, Granada, September 11-14 1984, pp 117-123.
- (14) K.H.Gundlach, R.Blundell, J.Ibruegger and E.J.Blum, "SIS quasiparticle mixer receiver for radioastronomy applications", SQUID'85-Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications, 1985 Walter de Gruyter and Co., Berlin-New York-Printed in Germany.
- (15) R.Blundell, M.Carter and K.H.Gundlach, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, Vol. 9, No. 4, 1988.
- (16) A.W.Lichtenberger, C.P.McClay, R.J.Mattauch, M.J.Feldman, S-K.Pan and A.R.Kerr, IEEE Transaction on Magnetics, Vol. 25, No. 2, March 1989.
- (17) J.R.Tucker and M.J.Feldman, Reviews of Modern Physics, Vol. 57, p. 1055, 1985.
- (18) S.Morohashi, F.Shinoki, A.Shoji and H.Hayakawa, Appl. Phys. Lett., Vol. 46, No. 12 pp. 1179-1181 (1985).

Feautrier et al.

- (19) S.K.Pan, A.R.Kerr, J.W.Lamb and M.J.Feldman, "SIS mixers at 115 GHz using Nb/Al-Al₂O₃/Nb junctions", National Radio Astronomy Observatory, Internal report No. 268, Charlottesville, Virginia, April 1987.
- (20) A.V.Räisänen, D.G.Crété, P.L.Richards and F.L.Lloyd, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, Vol. 7, No. 12, pp. 1835-1852, 1986.
- (21) C.R.Predmore, A.V.Räisänen, N.R.Erikson, P.F.Goldsmith and J.L.R.Marrero, IEEE Trans. MTT, Vol. MTT-32, pp. 498-506, 1984.
- (22) S-K.Pan, A.R.Kerr, M.J.Feldman, A.W.Kleinsasser, J.W.Stasiak, R.L.Sandstrom and W.J.Gallagher, IEEE Trans. MTT, Vol. 37, No.3, March 1989.

III Intégration à 380 GHz (récepteur PRONAOS-SMH).

Ce travail est en fait le travail de toute une équipe. P.Febvre a tout particulièrement étudié le mélangeur SIS et s'est chargé de la réalisation d'un prototype de laboratoire du récepteur 380 GHz pour PRONAOS-SMH. Les différentes options choisies sont décrites dans les trois articles suivants : "380 GHz receiver front-end for the balloon-borne radioastronomical experiment-PRONAOS-", "Un récepteur hétérodyne vers 400 GHz pour PRONAOS", et "A 380 GHz SIS receiver using Nb/AlOx/Nb junctions for a RadioAstronomical Balloon-borne Experiment : PRONAOS".

Dans le premier article, le récepteur SIS n'est pas encore sélectionné pour le premier vol de PRONAOS. L'option nominale est un récepteur Schottky assez bruyant (de l'ordre de 1200 K DSB). Ce dernier ne donne pas des performances reproductibles et crée une difficulté pour générer une puissance d'oscillateur local suffisante (de l'ordre de 200 μ W) pour pomper la diode Schottky par une source à l'état solide. Ultérieurement, ces inconvénients ont contribué à imposer le choix d'un récepteur de type SIS, d'autant que des progrès significatifs dans la technologie de fabrication des jonctions avaient été accomplis.

Le deuxième article présente le récepteur SIS à 380 GHz ainsi que les principaux choix retenus pour la conception du mélangeur. Les jonctions SIS 380 GHz ont été réalisées et sont disponibles pour l'intégration. Un premier test a été effectué à 374 GHz mais ne donne pas les résultats souhaités à cause d'une désadaptation en FI très marquée.

Le troisième article résume l'ensemble des expériences qui ont été réalisées avec le récepteur 380 GHz à ce jour. La meilleure température de bruit obtenue est de 310 K (DSB) à 374 GHz. A l'issue de ces résultats, le récepteur est retenu par le CNES comme la solution nominale en fin de phase C. Les points faibles du récepteur sont soulignés et une amélioration de la température de bruit paraît tout à fait envisageable avec des jonctions de même surface mais de résistance normale plus faible.

Jet propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, Feb. 1991.

380 GHz RECEIVER FRONT-END FOR THE BALLOON-BORNE RADIOASTRONOMICAL EXPERIMENT - PRONAOS -

O. Perrin, C. Robert, P. Feautrier,* P. Febvre, G. Beaudin, P. Encrenas,*

M. Gheudin, J. Lacroix,** G. Montignac**

Observatoire de Meudon, DEMIRM, 92195 Meudon Cedex, France

** Ecole Normale Supérieure de Paris, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France*

*** Observatoire de Bordeaux, 33270 Floirac, France*

ABSTRACT

A submillimeter balloon-born receiver, including a 380 GHz cryogenic Schottky diode mixer, with its LO source, followed by a 6 GHz HEMT IF amplifier, has been investigated. An SIS mixer with Nb/Al-Ox/Nb junctions should increase the sensitivity by a factor 2 or 3.

I. INTRODUCTION

To prepare future radioastronomical missions aboard satellites, a submillimeter balloon-borne spectrometer is being developed under the responsibility of the french Centre National d'Etudes Spatiales. This instrument will be used to simultaneously detect the 368 GHz O₂ and the 380 GHz H₂O lines in the interstellar medium. Observations in this part of the spectrum requires low atmospheric water vapor and molecular oxygen emission, so that the 2m telescope will fly under a 900 000 m³ balloon at an altitude of ≈ 37 km.

2. SYSTEM DESCRIPTION

To calibrate this receiver (Fig. 1), the incoming beam is commuted between a hot load and a cold load by rotation of a flat mirror. Focusing of the beam is achieved by means of elliptical mirrors, and a Mach-Zender-type diplexer is used for LO injection to the mixer. The IF is centered at 5.85 GHz to allow simultaneous detection of the two molecular lines with only one receiver, so that both sidebands of the mixer contain a signal line. IF output is fed to a cryogenically cooled HEMT amplifier, further amplified by room-temperature amplifiers and then distributed to the Acousto Optical Spectrometer subsystem. The 374 GHz LO source consist of a phase locked 93.5 GHz Gunn oscillator. followed by two multipliers.

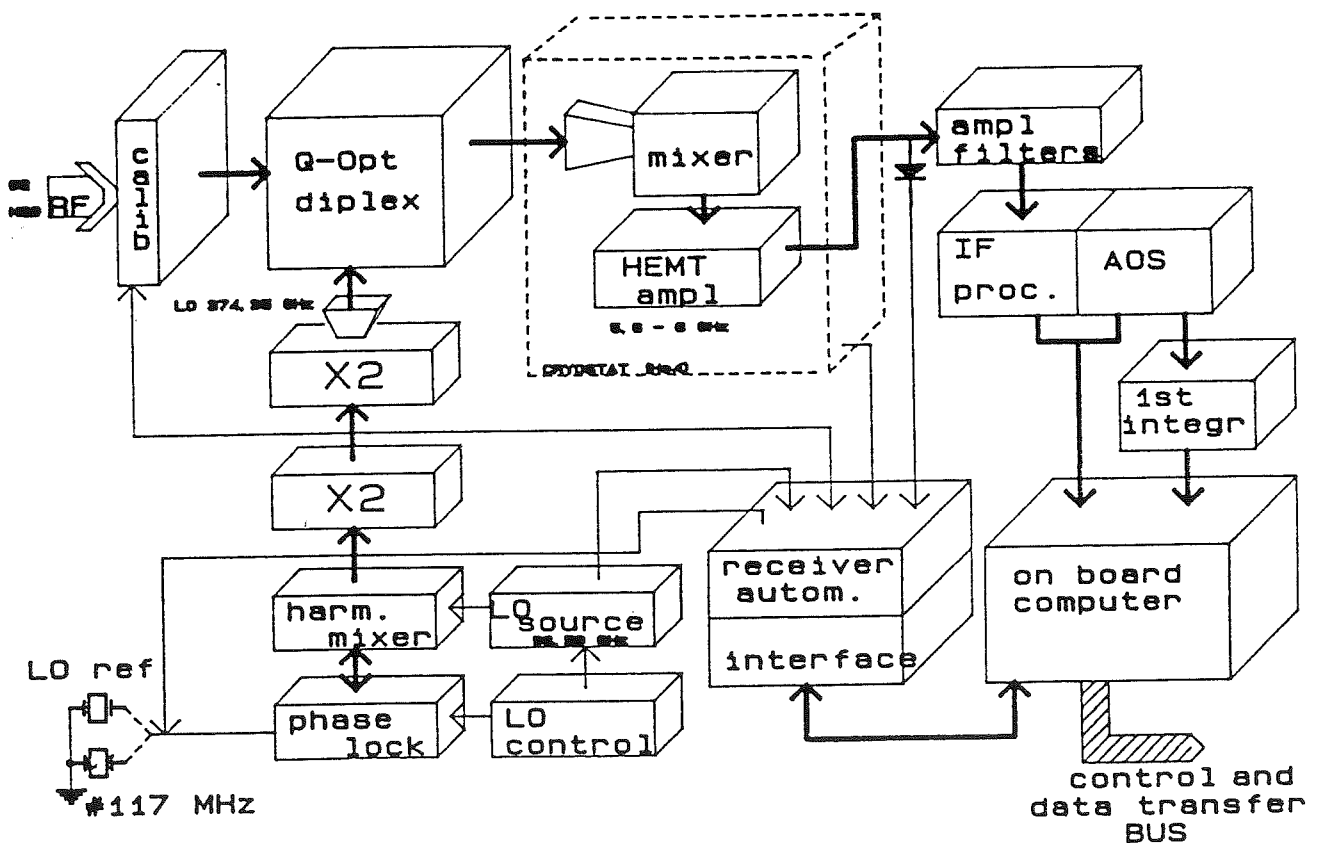


Fig 1 : In-bord receiver schematic

3. SCHOTTKY MIXER DESIGN

3.1 - Diode choice

The first step in designing a submillimeter wavelength mixer is the choice of a GaAs Schottky barrier diode. The analysis given by T.W. Crowe and R.J. Mattauch¹ including time varying hot electron noise, reported receiver performance and experience of the laboratory in cryogenically cooled millimeter wavelength mixers, lead us to the choice of diodes with the following optimized parameters at 380 GHz : $C_j(0) = 2.8$ fF, $R_s = 10 \Omega$ at dc and $V_o = \eta kT/q = 29.5$ mV at room temperature, and at 77 K : $R_s = 29 \Omega$ at dc and $V_o = 12$ mV.

3.2 - Optimum embedding impedances and driving conditions

The next task in the design procedure was to find out the optimum combination of embedding impedances seen by the diode. This was done by executing the original non-linear analysis program², modified to take into account time varying hot electron noise generated in the series resistance, because this noise mechanism cannot be neglected at submillimeter wavelength in an accurate mixer analysis (fig. 2). We assumed simplified embedding circuit which presents to the diode a well matched impedance at the IF port, the same impedance at both sidebands, high impedance at the second harmonic frequencies, and short-circuit at higher frequencies. This is likely to be a good approximation as it was found that sidebands beyond the second harmonic of the LO do not significantly affect the results. Moreover, with the chosen mixer mount, calculated impedances seen by the diode between 368 and 380 GHz differ by less than 10Ω , which was the accuracy of this analysis. This resulted in an optimum embedding impedance of $50 + j50\Omega$ at both sidebands, with a 0,86 V diode bias voltage (100 μ A) and a 400 μ A rectified current, corresponding to a minimum mixer noise temperature, as can be seen in fig. 2. This figure also shows the effect of neglecting excess noise due to the hot electron mechanism and the correlation of its frequency components.

3.3 - Mixer mount characterization

The mixer is a single-ended fundamental waveguide mount, with a sliding finger-type contacting backshort to optimize coupling of the signals into the diode. The low value of optimum embedding impedance at sidebands lead us to choose a 0.7×0.12 mm reduced-height waveguide. The mixer mount includes a transition from rectangular waveguide to an integrated dual-mode Potter horn, as modified by Pickett³, to minimize losses. The diode is contacted by a $8 \mu\text{m}$ diameter Phosphor-Bronze whisker, that has been etched. The IF is coupled out of the mixer by a section Chebychev microstrip filter, formed on a $75 \mu\text{m}$ thick quartz substrate located in a 0.2×0.2 mm channel. This filter has been designed so that it presents a short-circuit or at least a very low impedance to the diode at the signal frequencies.

3.4 - Simplified equivalent circuit of the mixer structure

Fig. 3 illustrates a simplified equivalent circuit of the basic structure. A computer program was developed to calculate the values of C_{gap} and L_w from the formulae presented by R.L. Eisenhart and P.J. Khan⁴. As the whisker is bent in the practical mount, we used the approximate formula given by A.O. Lehto and A.V. Räsänen⁵, which introduces a value of L_w depending upon whisker length. The low value of computed optimum embedding impedances results in a whisker as short as possible. Nevertheless, practical mount considerations lead us to use a $110 \mu\text{m}$ long whisker.

3.5 - Expected performances

The calculated impedances were then input in the mixer analysis program to find the optimum combination of mount parameter, such as whisker diameter and length, and performances of the mixer at room temperature. This resulted in the practical mount described here, with the following expected performances :

$$\begin{aligned} (T_m)_{\text{USB}} &= 1580 \text{ K}, & (T_m)_{\text{LSB}} &= 1600 \text{ K} & \Rightarrow (T_m)_{\text{DSB}} &= 795 \text{ K} \\ (L_m)_{\text{USB}} &= 7.5 \text{ dB}, & (L_m)_{\text{LSB}} &= 7.5 \text{ dB} & \Rightarrow (T_m)_{\text{DSB}} &= 4.5 \text{ dB} \\ Z_{\text{FI}} &= 200 \Omega \end{aligned}$$

3.6 - RF Measurements and results

Fig. 4 illustrates the DSB mixer noise temperature and conversion loss at various LO frequencies. Tuning of the backshort was optimized at 375 GHz only, resulting in $T_m = 400$ K and $L_m = 0.7$ dB. These performances have been obtained with $150 \mu\text{A}$ diode bias, and $500 \mu\text{A}$ rectified current, a driving condition not far from the one predicted by the non-linear analysis. Less than $200 \mu\text{W}$ of LO power was required to obtain the best noise temperature, which shows that a solid-state LO can be used to pump the mixer.

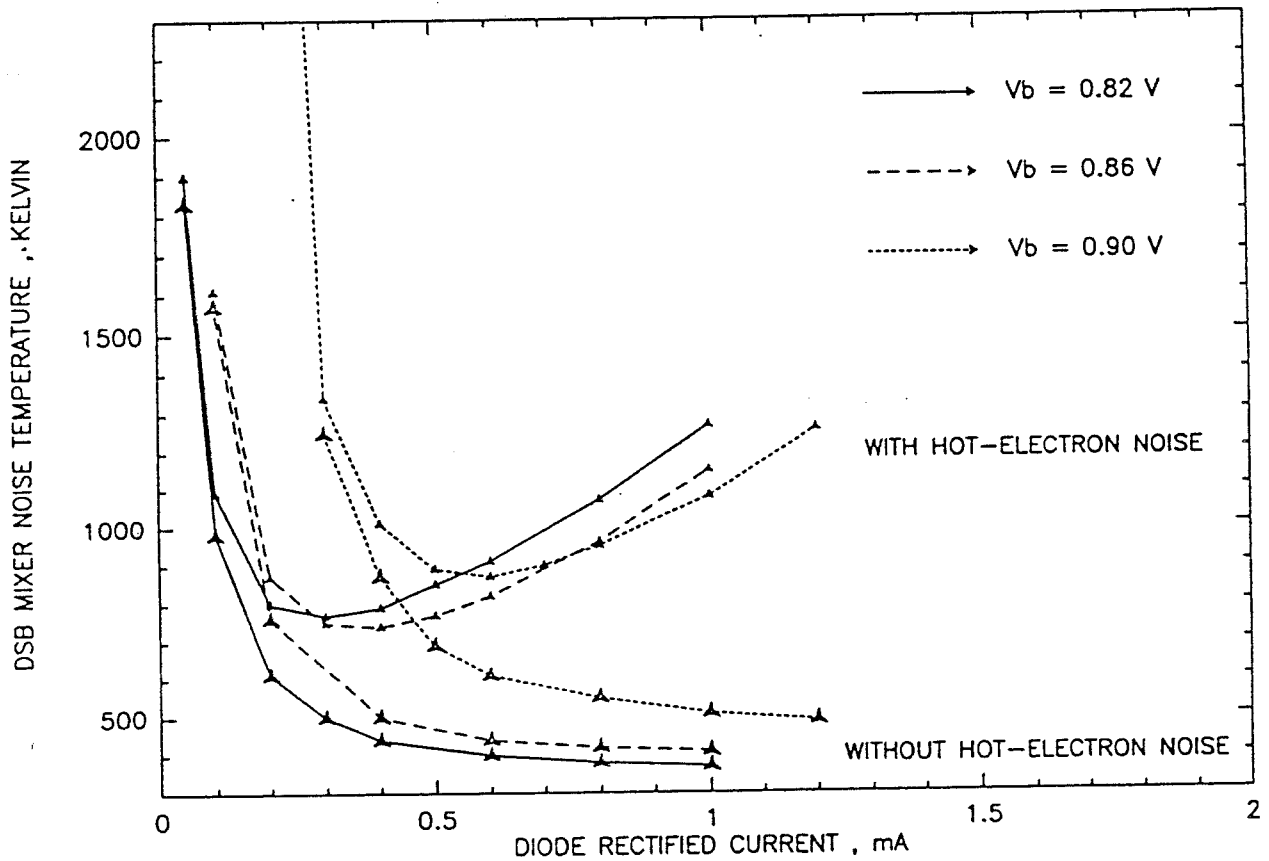


Fig. 2 : Computed minimum DSB mixer noise temperature versus P_{OL} , with and without hot-electron noise.

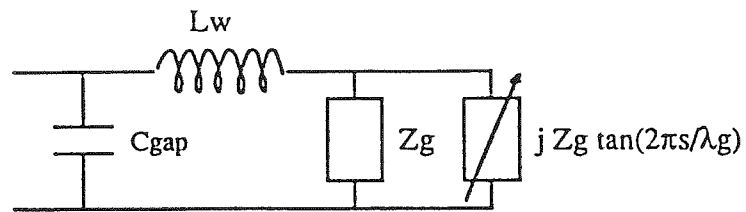


Fig. 3 : Simplified embedding network at fundamental frequency

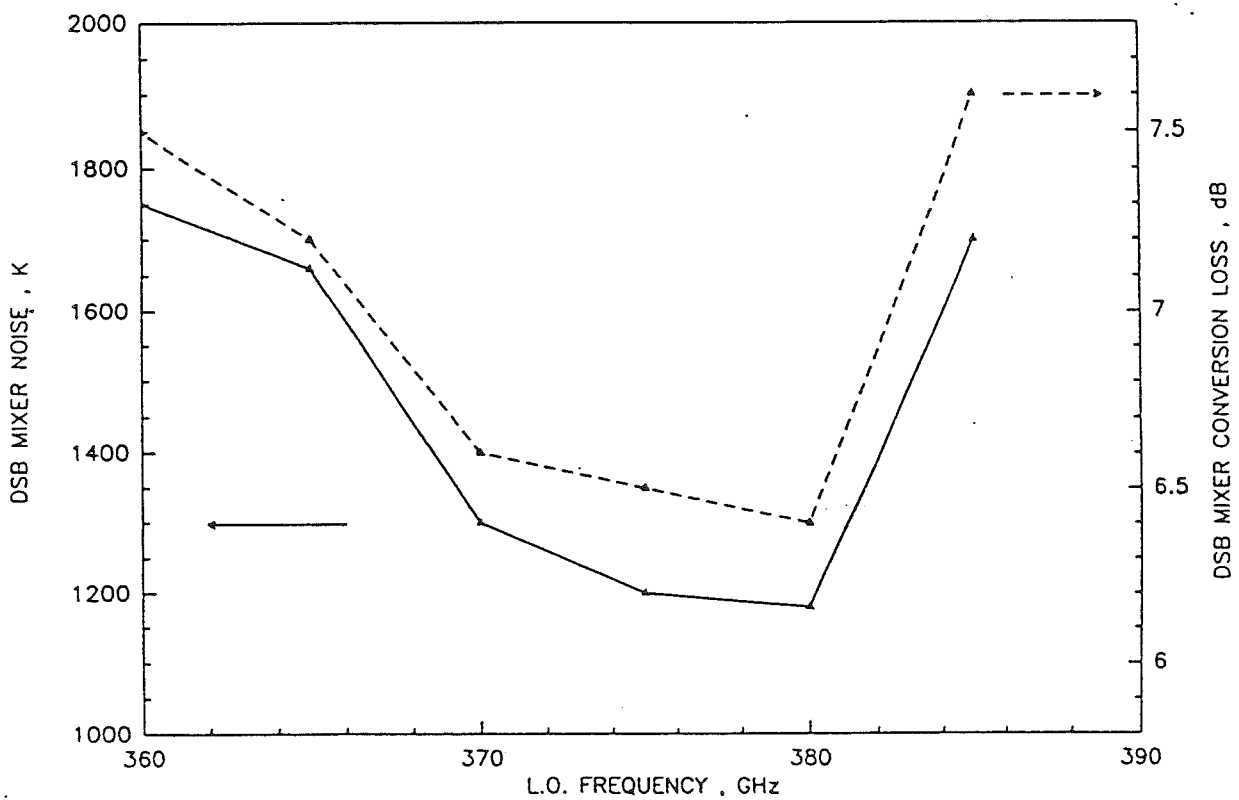


Fig. 4 : DSB mixer noise temperature and conversion loss, at various L.O. frequencies.

4. LOCAL OSCILLATOR

The 374 GHz LO source consists of a phase locked 93.5 GHz Gunn oscillator followed by two multipliers.

4.1 - Fundamental phase locked InP Gunn oscillator

Developed at the Bordeaux observatory : the fundamental InP Gunn is choice for its good performances on spectrum purity (Fig. 5a) large output power, wide band electrical tuning and reliability .

The good frequency stability $\approx 10^{-8}$ is obtained by a classical phase-lock loop referenced to the thermaly stabilized quartz source (Fig. 5b).

Diode	Frequency (GHz)	Output power (mW)	Electrical tunning (MHz)	dF/dV (MHz/V)
Varian	93.575	40	< 200	500
Thomson	93.575	60	< 100	500
Marconi	93.575	50	> 200	600

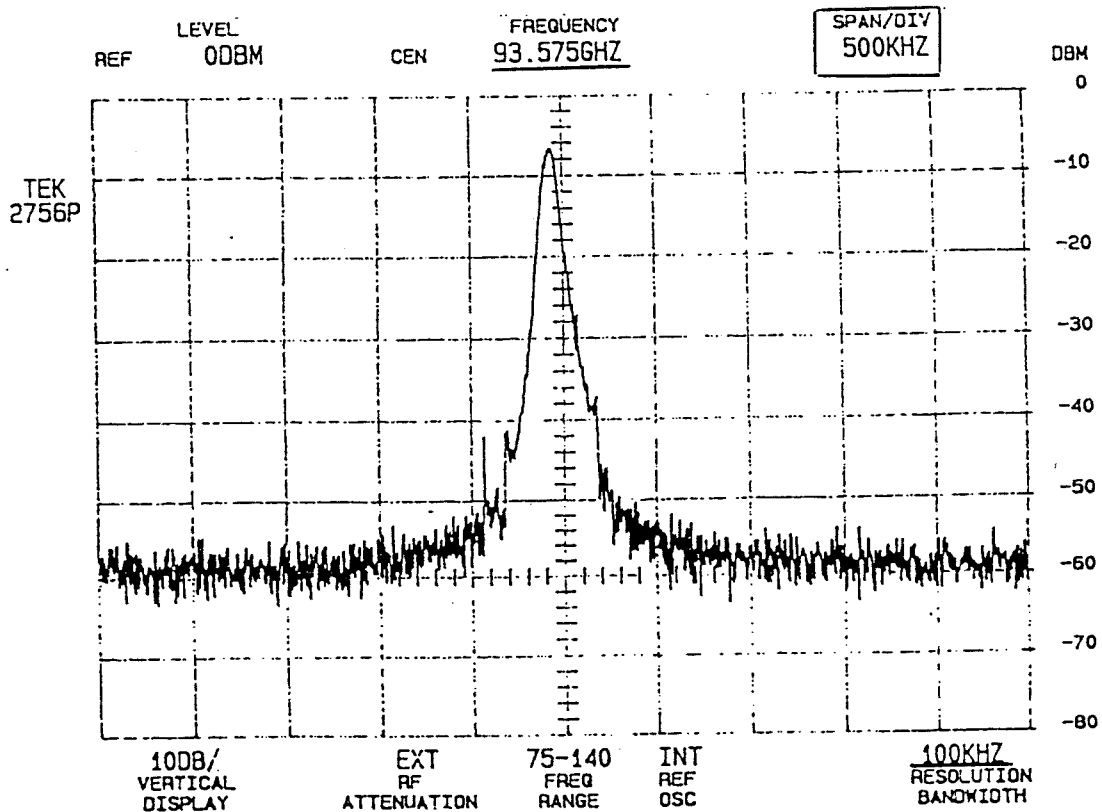


Fig. 5a : Free running InP Gunn oscillator

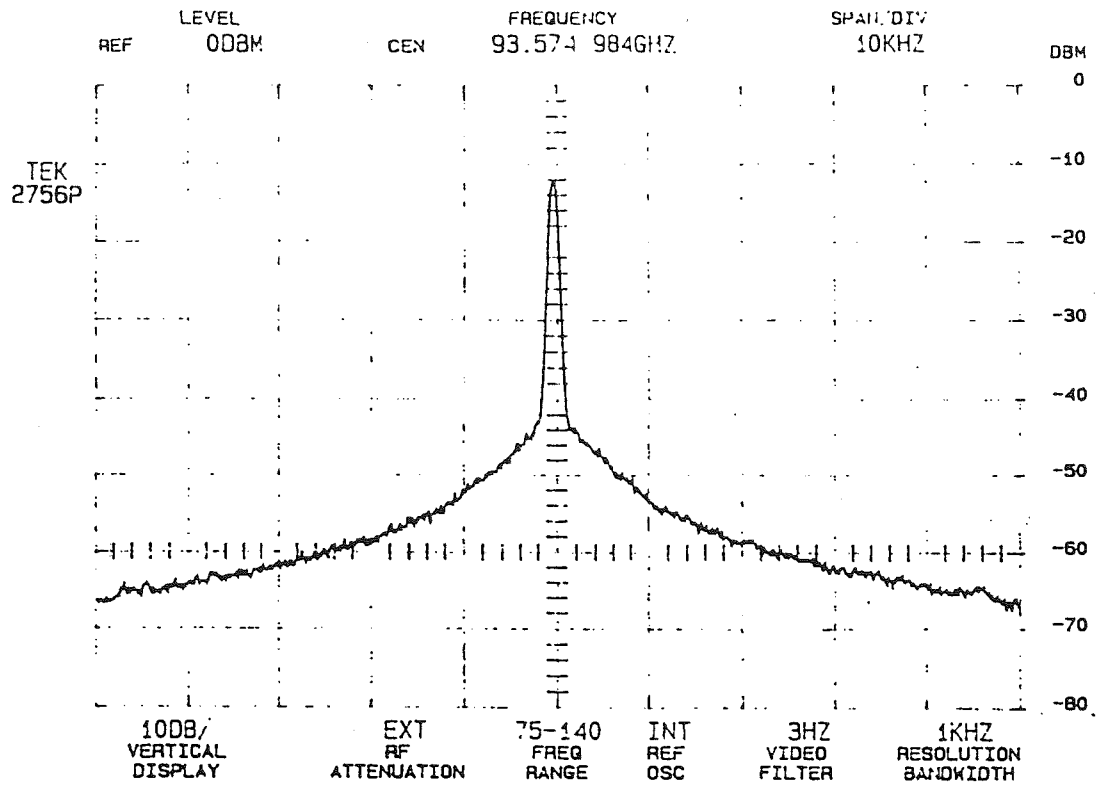
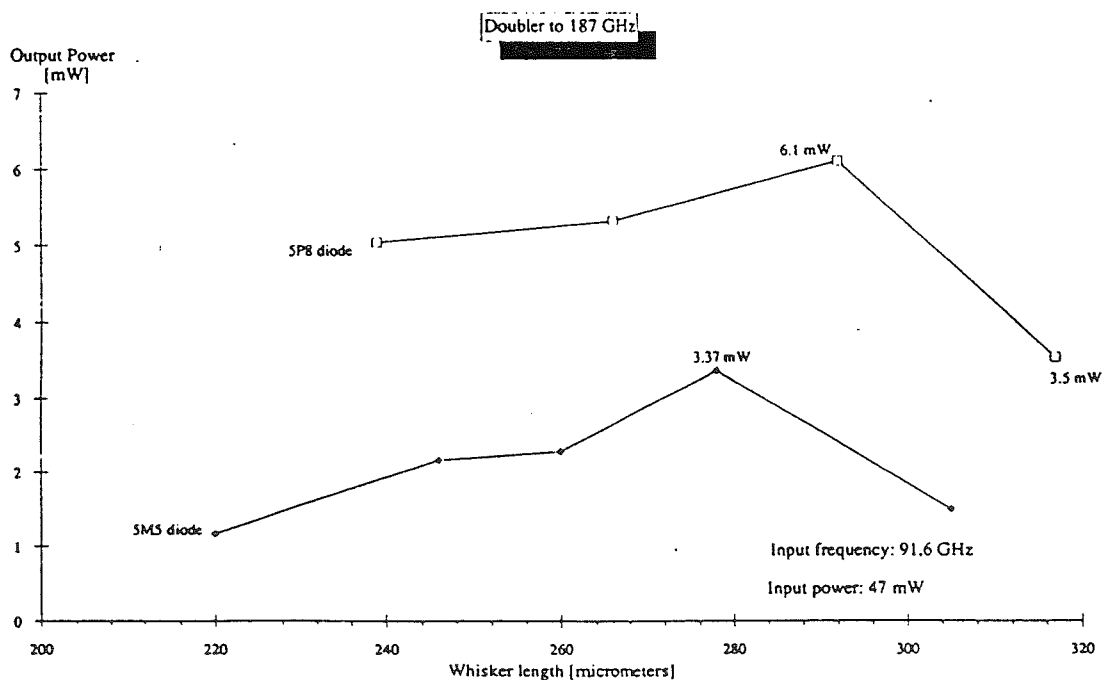


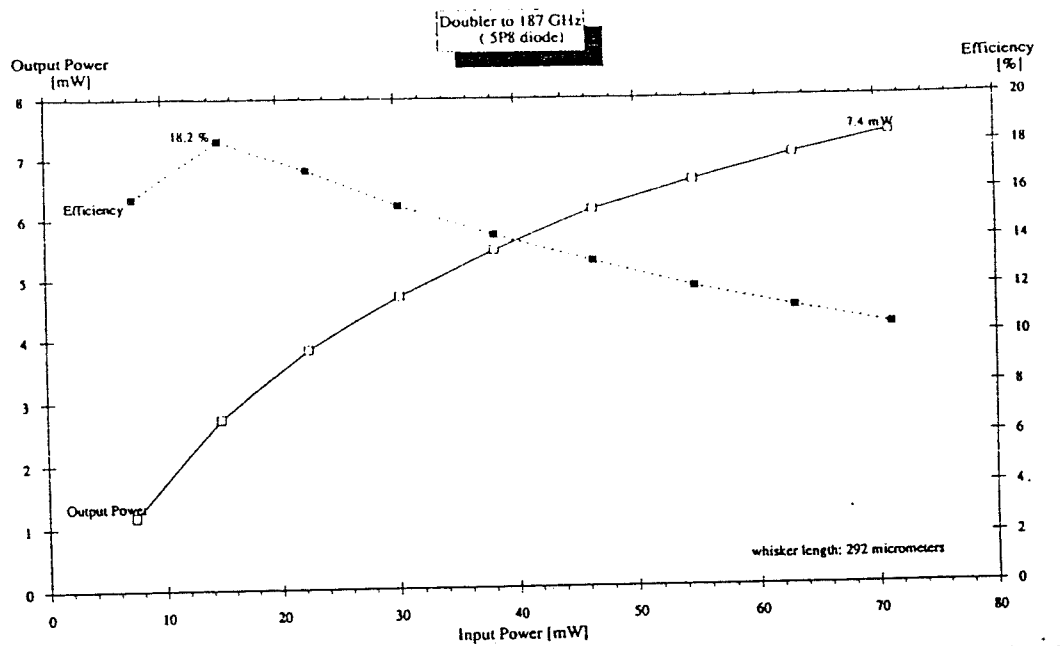
Fig. 5b : Phase-locked InP Gunn oscillator

4.2 - GaAs varactor multipliers

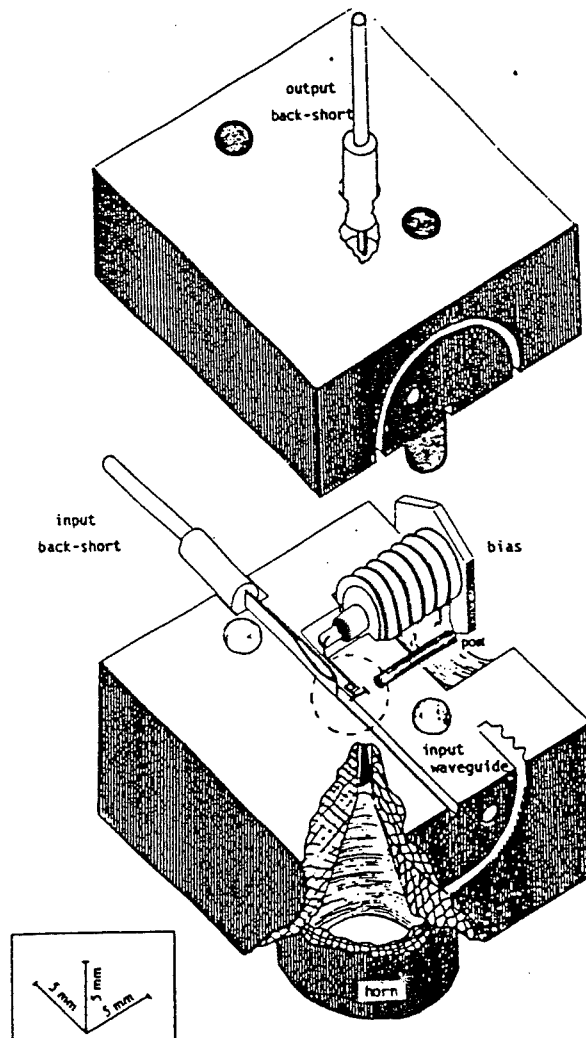
Two varactor doublers in serie are employed to obtain the LO power at 374 GHz.

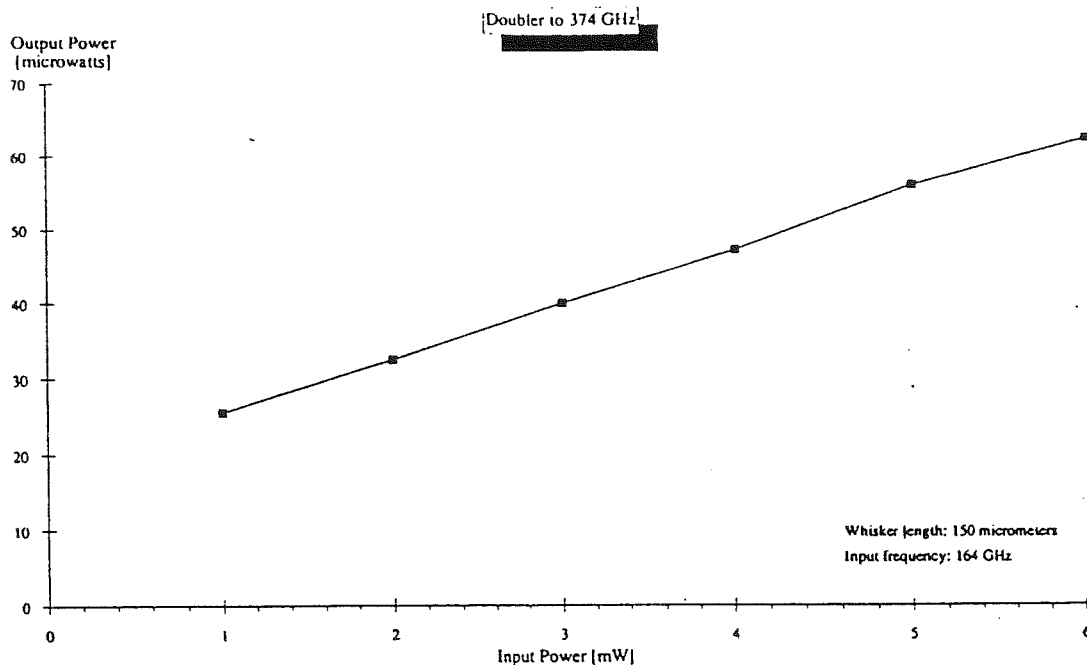
The P. Siegel design has been used to make the first 93,5/187 GHz doubler. Varactor diodes from U. Va are tested and good result are obtained with the 5P8 batch (Fig. 6 a et b).





The second 187/374 GHz doubler, designed with an integrated horn (Fig. 7a) using U. Va varactor is under tests at this moment. The output power (Fig. 7b) is not quite powerful enough to drive a Schottky mixer ; but it is enough to pump an SIS junction.





5. The 6 GHz HEMT LOW-NOISE COOLED AMPLIFIER

5.1 - Amplifier design and realization

The main aim in the design of the amplifier is to obtain a noise figure as small as possible at cryogenic temperature. Choice of transistors and of the technology of the transmission lines are two determining factors.

Amplifier gain should be ≥ 30 dB, so that the device includes 3 field-effect transistor stages : one HEMT (High Electron Mobility Transistor) and two conventional GaAs FET. The HEMT, which has the smallest noise figure, is at the front-end of the amplifier. After having tested several commercially available transistors, we have selected a Toshiba HEMT transistor S 8901 and two Mitsubishi FET transistors MGF 1412.

Fig. 8 illustrates the fonctional sub-assemblies of the amplifier :

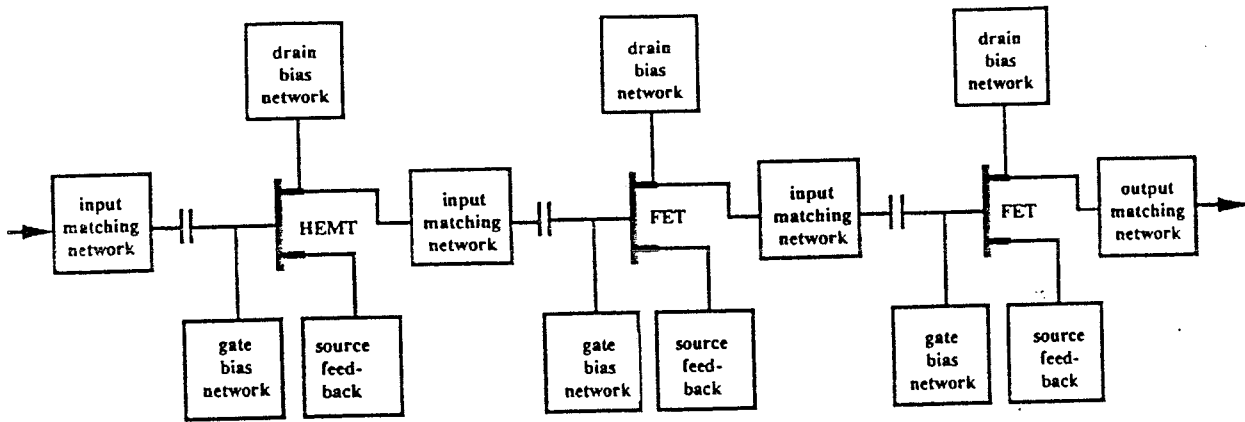


Fig. 8 : Synoptic scheme of the amplifier

The generator impedance of the transistor should be specified in order to obtain minimum noise. This optimum noise impedance is achieved by computer-aided matching lines⁷. The technology of coaxial line is chosen for its better performances at cryogenic temperatures. Indeed, it is based on the assembly of components which tolerates small contractions when the device is cooled down, thus avoiding to damage the bondings.

Matching networks mainly consist of quarter wave transformers, tunable on transmission lines⁸. Thus accurate tuning can offset the differences between transistors. Bias networks include conventional d.c. block, by-pass elements and Zener diodes to protect the transistors against surges. Source feed-backs allow low input reflexion simultaneously with the lowest noise ; they consist of a small source inductance whose connection to ground can be adjusted⁹.

5.2 - Measurements and results

An important part of the study was devoted to the determination of the optimum operating temperature. In flight, the amplifier is located on a thermal screen, whose

conduction with the "4K stage" of a liquid helium increases as the amplifier temperature decreases. Thus, it is necessary to know the variation of the amplifier noise temperature as a function of the physical temperature, in order to choose the optimum screen temperature.

Gain and noise curves are presented in fig. 9 at room and cold temperatures. At a 27 K physical temperature, noise temperature is less than 21 K and gain flatness is ± 0.7 dB over the required bandwidth (5.6 - 6.1 GHz). The minimum noise temperature is 16K.

With the VSWR values (≤ 1.5 at input and ≤ 1.3 at output), the use of our isolator is avoided. A small microstrip circuit has been realized to allow impedance matching between mixer output and amplifier input.

Noise temperature variation during the cooling is shown in Fig. 10. At the present time, we have chosen an operational temperature of 40 K as a trade-off between the weight of the cryostat and performances of the amplifier.

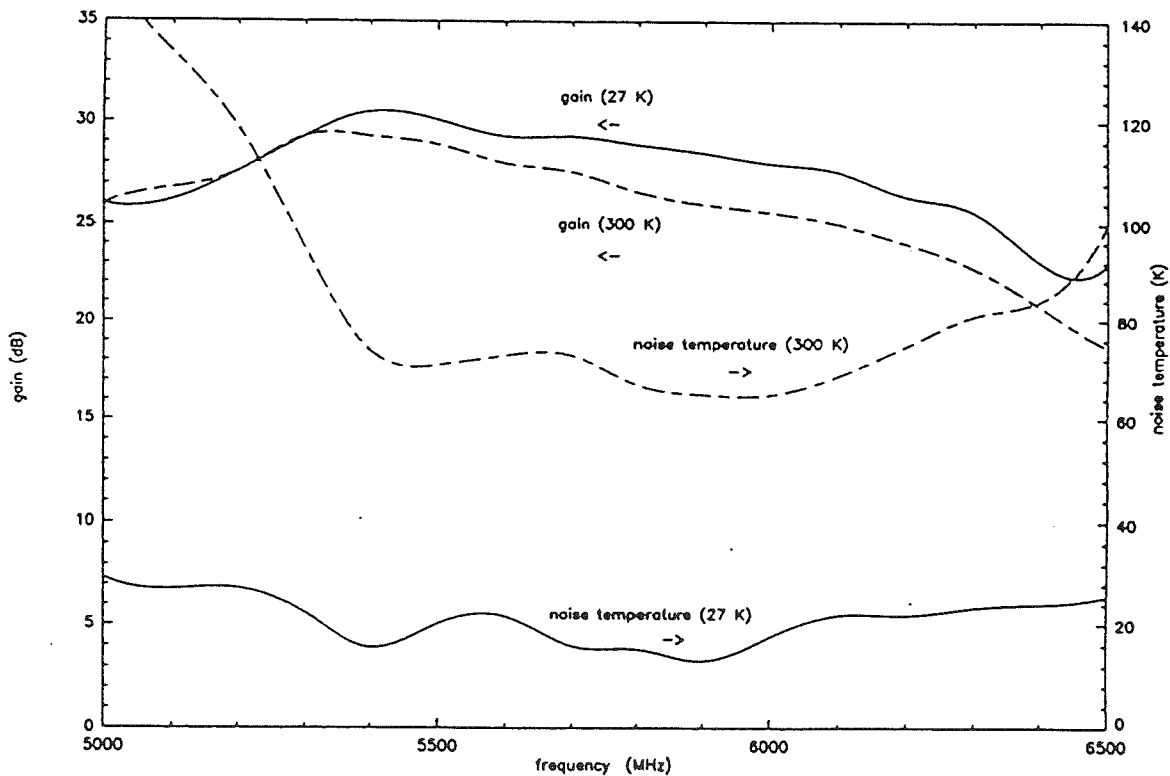


Fig. 9 : Measured characteristics of the amplifier

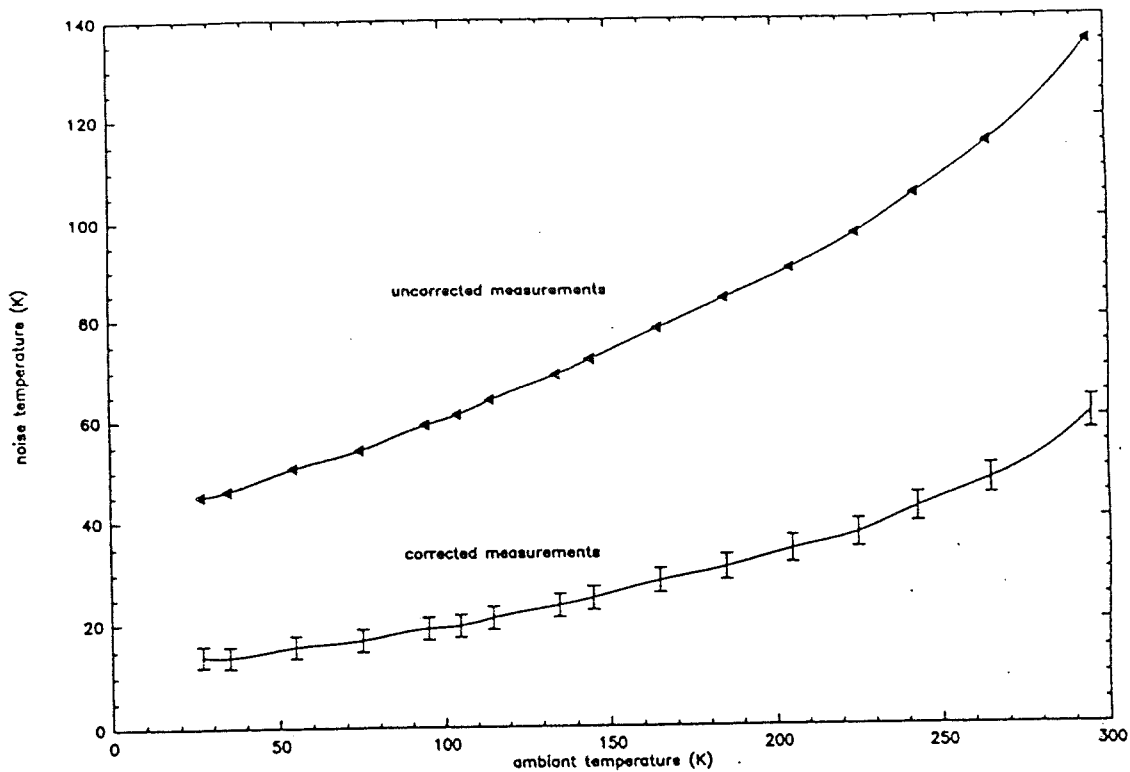


Fig. 10 : Noise temperature function of physical temperature

6. SIS Nb/Al-Ox/Nb JUNCTIONS

6.1 - Introduction

Difficulties in generating enough Local Oscillator (L.O.) power at high frequencies make SIS mixers very desirable for operation above 300 GHz. Their low LO power requirements and their low noise temperature are pushing many radioastronomy groups to develop SIS receivers in this frequency domain. While lead junctions have been widely used up to 760 GHz¹⁰ their performance degrades with time which makes them especially difficult to use for space applications. Junctions made with a niobium or any niobium alloy film are mechanically very hard and very stable with respect to storage at room temperature and repeated thermal cyclings : we call them "all-refractory junctions". These characteristics have led these components to be used for very high speed integrated circuit technology^{11,12}.

The fabrication of rugged junctions using refractory materials like Nb/Al-Ox/Nb or NbN/MgOx/NbN is actively pursued by different groups as an alternative solution :

the specific properties of these types of junctions are very suitable for use in heterodyne receivers.

6.2 - Fabrication process of the tunnel junctions

We report the successful fabrication of small ($2\mu\text{m}^2$) arrays of Nb/Al-Ox/Nb junctions with excellent I/V characteristics resulting in low-noise receiver performance measured in the 80 - 115 GHz frequency range¹⁹. To obtain SIS mixers working at high frequencies (100 - 500 GHz), very small Nb/Al-Ox/Nb junctions (area $\leq 2\mu\text{m}^2$) are required. We have developed a fabrication process at the Ecole Normale Supérieure (Paris) with the collaboration of the Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (DPh-SRM, Ormes des merisiers) . Our process is based on "selective Niobium Etching Process (SNEP) first developed by Gurvitch et al ^{13,14} and improved by Yuda et al ¹⁵. The main points are :

- deposition of the Nb/Al-Ox/Nb sandwich without breaking the vacuum in order to obtain a good metal barrier interface.
- self-alignment insulation process in order to fabricate small junctions.
- definition of the junction area by Reactive Ion Etching (RIE).

The different steps of this process are described on Fig. 11.

For radioastronomy applications, it is necessary to use fused quartz substrates ($\leq 100\mu\text{m}$ thick) and to deposit stress-free films to obtain junction areas under $4\mu\text{m}^2$ ^{16,17}. We succeeded in realizing all Niobium junctions down to $4\mu\text{m}^2$ (Fig. 12). Contrary to lead junction fabrication processes, our method leads to a high rate of successful junctions made on a single wafer (about 70%) with similar characteristics (Josephson current, normal resistance). For operation at 100 GHz, we fabricated an array of 4 tunnel junctions in series which corresponded to an effective area of $1\mu\text{m}^2$. The I/V characteristic is shown in Fig. 13. The normal resistance R_N of this array is 206Ω . The sharpness of this curve is excellent : the leakage current is below $2\mu\text{A}$ at 4.2 K and

unmeasurable at 2.5 K with this sensitivity. Moreover, this characteristic did not change over six months at room temperature.

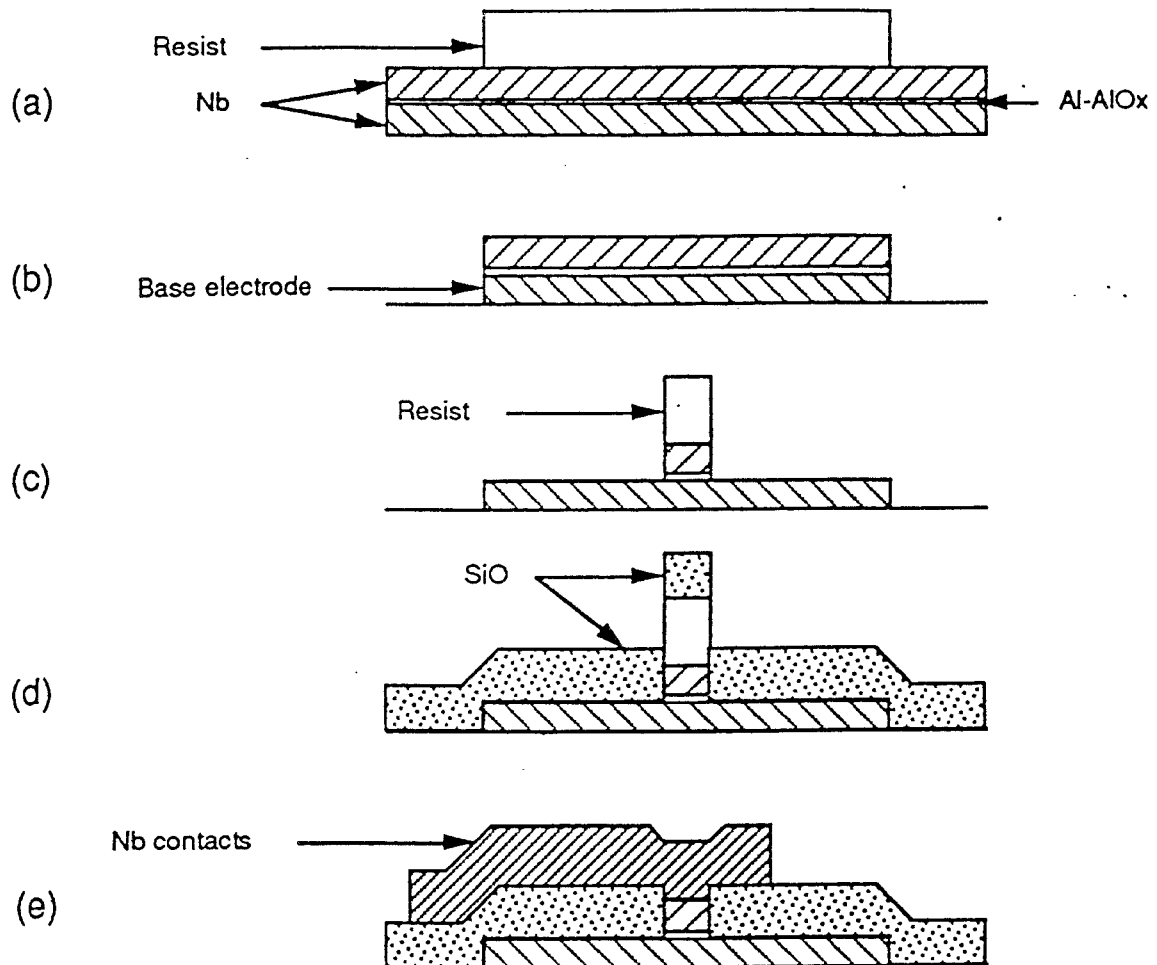


Fig. 11 : Fabrication process of Nb/Al-AlOx/Nb junctions (a) Nb/Al-AlOx/Nb deposition. Definition of the base electrode by photolithography. (b) Trilayer etching. (c) Upper electrode etching. (d) self aligned deposition of a SiO₂ insulating layer. (e) Nb interconnection layer.

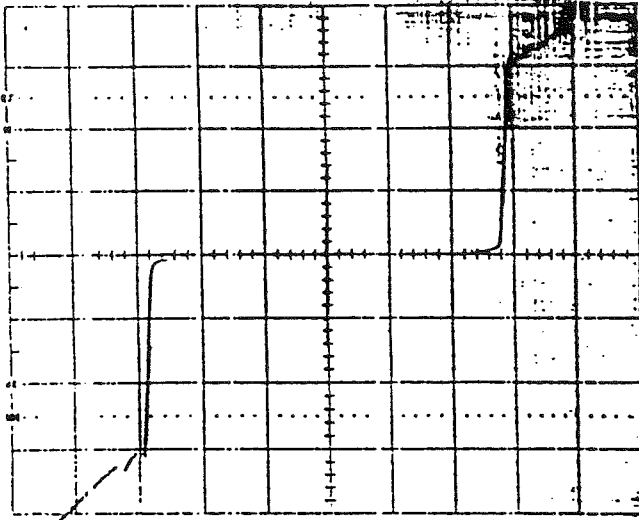


Fig. 12 : TRI 38 # 3

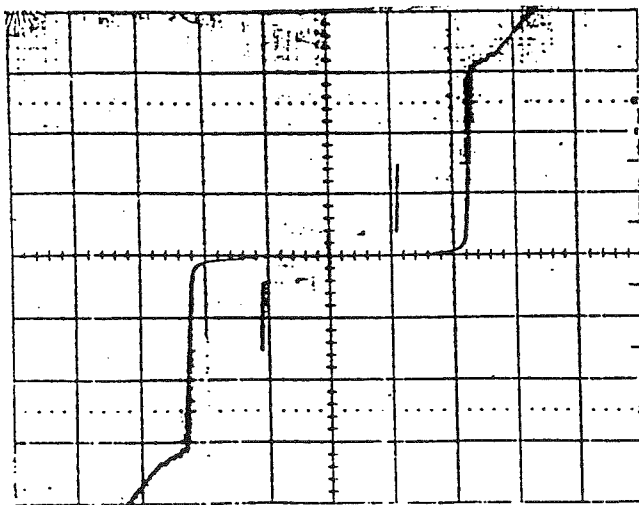
 $20\mu\text{A/div}$
 2mV/div
 $S_{\text{eff}} = 2\mu\text{m}^2; R_N = 103\ \Omega;$
 $R_{300\text{K}} = 140\ \Omega$


Fig. 13 : TRI 38 # 1

 $20\mu\text{A/div}$
 5mV/div
 $S_{\text{eff}} = 1\mu\text{m}^2; R_N = 206\ \Omega;$
 $R_{300\text{K}} = 230\ \Omega$

The "knee" structure after the gap voltage is a consequence of a proximity effect¹⁸. This effect can be reduced by decreasing the aluminium thickness of the trilayer. We note that the Josephson currents of the two junctions in series are equal within the measurement uncertainties. This criterion is fundamental for mixer applications.

The 2 μm square junctions are very stable to repeated thermal cyclings between room and liquid He temperature. This is an important improvement compared with lead-alloy junctions.

7. CONCLUSIONS

A 380 GHz Schottky diode mixer was analysed theoretically, designed, constructed and tested over a 25 GHz bandwidth. Time varying hot-electron noise has been taken into account, resulting in a more accurate analysis. Theoretical simulation showed that it may be possible to obtain 4.5 dB DSB conversion loss, and 800 K mixer noise temperature. However, these performances require reduced bandwidth and lossless waveguide mount, which is far from a practical mount at 380 GHz. Experimentally, we obtained minimum conversion loss and noise : $L_m = 6.5$ dB and $T_m = 1200$ K, at 375-380 GHz. The main reason for the difference between theoretical and experimental results may be losses of the waveguide mount, as 1.8 dB surface resistance losses lead to almost the same performances. The rest of the difference can be explained with slightly different diode parameters, and excess noise due to the use of a carcinotron as the LO, or overlooked mechanisms such as intervalley scattering and trap induced noise⁶. The next step will be to cool the mixer down to cryogenic temperature. However, these first experimental results confirm the possibility of using such a mixer in a submillimeter balloon-borne spectrometer for radioastronomical observations.

The 374 GHz phase-locked LO source has been made with an InP fundamental Gunn oscillator at 93.5 GHz followed by two GaAs varactor doublers. This subsystem is under tests but it gives enough power to drive an SIS mixer.

An HEMT IF amplifier has been specifically designed for cryogenic applications, it meets fully the specifications and will be used in connexion with a submillimeter mixer. The contribution of the amplifier to the system noise is about 20%. Next improvements is to smooth the gain and noise curves over the band of interest.

SIS Nb/Al-Ox/Nb junctions with small areas have been successfully fabricated, implemented and characterized in a receiver system working in the 3 mm wave frequency range¹⁹. A very important fact is that the Nb junctions proved very stable with repeated thermal cyclings between room and liquide He temperature. This is an important improvement compared to Pb junctions. The Nb/Al-Ox/Nb junctions do constitute a very promising mixing element for space applications. Many improvements on the fabrication process are in view in order to reach $1 \mu\text{m}^2$ per junction and to operate up to 400 GHz for the balloon borne experiment : study of etching profiles, utilization of an electron beam lithography, and development of other fabrication processes.

Acknowledgments : This work has been made with the technical contribution of A. Deschamps, C. Gac, F. Gadéa, A. Germont, P. Landry, G. Ruffié (DEMIRM) ; S. Lebourg, J. Morin, P. Vola (SERT-Obs Meudon) ; V. Thévenet, F. Gex (DASGAL-Obs de Paris) ; M. Bois, M. Hanus, M.C. Lemonnier, J.C. Pernot (ENS-Paris) ; M. Chauvet (Obs, Bordeaux) and J. Narbonne, G. Pons (CESR, Toulouse).

8. REFERENCES

- 1 - Crowe T.W., Mattauch R.J. : "Analysis and optimization of millimeter and submillimeter wavelength mixer diodes", IEEE-MTT, vol. MTT-35, feb. 1987
- 2 - Siegel P.H., Kerr A.R., Hwang W. : "Topics in the optimization of millimeter-wave", NASA technical paper 2287, 1984
- 3 - Pickett H.M., Hardy J.C., Farhoomand J. : "Characterization of a dual-mode horn for submillimeter wavelengths", IEEE-MTT, vol. MTT-32, aug. 1984.

- 4 - Eisenhart R.L., Khan P.J. : "Theoretical and experimental analysis of a waveguide mounting structure", IEE-MTT, vol. MTT-19, aug. 1971.
- 5 - Lehto A.O., Räisänen A.V. : "Embedding impedance of a millimeter wave Schottky mixer : scaled model measurements and computer simulations", Int. J. of IR. and MM. Waves, vol. 4, n)4, 1983.
- 6 - Hegazi G.M., Jelenski A., Yngvesson K.S. : "Limitations of microwave and millimeter-wave mixers due to excess noise", IEEE-MTT, vol. MTT-33, dec. 1985.
- 7 - Pospieszalski M.W. : "Modeling of noise parameters of FET's and MODFET's and their frequency dependence, IEEE trans MTT, vol. 37, sept. 1989.
- 8 - Tomassetti G., Weinreb S., Wellington K. : "Low noise, 10.7 GHz, cooled, GASFET amplifier", NRAO Electronics Division Internal Report n°222, nov. 1981.
- 9 - Weinreb S. : "Low noise cooled GASFET amplifiers, IEEE trans. MTT, vol. 28, oct 1980.
- 10 - Buttgenbach T.H., Miller R.E., Wengler M.J., Watson D.M. and Phillips T.G. : IEEE trans. MTT, vol. MTT-36, pp 1720-1726, 1988.
- 11 - 12 - Hoko H., Imarura T., Hasuo S. : "Vertically integrated josephson integrated circuits with stacked Nb/Al-Ox/Nb junctions", Tech. Digest of international Electron devices meeting, Washington, DC, pp 385-388, 1987.
- 13 - Gurvitch M., Washington M.A., Huggings H.A., Rowell T.M. , IEE Trans Magn. MAG-19, 791 , 1983.
- 14 - Gurvitch M., Washington M.A., Huggings H.A., Appl. Phys. Lett. 42, 472, 1983
- 15 - Yuda M., Kuroda K., Nakamo J., Jap Journ. of Appl. Phys., vol. 26, n°3, march 1987.
- 16 - Wu C.T., Thin Solid Films, 64, 1979, pp 103-110
- 17 - Kuroda K., Yuda M., J. Appl. Phys. 63(7), April 1988.
- 18 - Morohashi S., Haquio S., J. Appl. Phys., Vol 61, pp 4835-4849, may 1987.
- 19 - Feautrier P., Blondel J., Hanus M., Chenu J.Y., Encrenaz P., Carter M. : "Low noise 80-115 GHz quasi-particle mixer with small Nb/Al-Ox/Nb tunnel junctions", International Journal of Infrared and Millimeter waves, vol. 11, n°2, 1990.

UN RECEPTEUR HETERODYNE VERS 400 GHz POUR, PRONAOS

G. Beaudin*, P. Encrenaz**, P. Feautrier**, P. Febvre*, M. Gheudin*,
J.C. Pernot**, O. Perrin, C. Robert*, G. Ruffié*.

* Observatoire de Meudon - DEMIRM - Place Jules Janssen, - 92195 Meudon Cedex

** Ecole Normale Supérieure - 24 rue Lhomond - 75005 Paris

I. INTRODUCTION

Les observations à partir d'un ballon stratosphérique (40 000 mètres d'altitude) permettent de s'affranchir de l'écran opaque que constitue l'atmosphère pour l'essentiel du spectre électromagnétique. Par ailleurs, le domaine submillimétrique s'avère être privilégié pour l'observation de l'Univers froid. Il est particulièrement bien adapté pour étudier le rayonnement fossile du corps noir cosmologique, l'émission des atmosphères des planètes géantes, les nuages denses du milieu interstellaire siège de la formation des étoiles. Le récepteur hétérodyne SMH (spectromètre hétérodyne) de l'instrument PRONAOS (PROjet NATIONAL d'Observation Submillimétrique) a pour objectif la mesure des sources émettrices de l'oxygène à 368 GHz et de la vapeur d'eau à 380 GHz. En effet, ces deux molécules contiennent l'essentiel des atomes d'oxygène non utilisés dans l'abondante molécule CO. L'observation de ces trois molécules (H_2O , O_2 , CO) et du carbone atomique permet d'aborder la question du rapport $[C]/[O]$, l'un des paramètres conditionnant l'abondance des produits finaux des modèles chimiques du milieu interstellaire.

Les techniques de réception hétérodyne (détection cohérente) permettent d'accéder à une haute résolution spectrale ($\Delta\nu/\nu = 10^{-6}$) et donc à la détermination directe de la distance des objets émetteurs (les vitesses radiales étant estimées grâce au décalage spectral). Les valeurs extrêmement faibles des flux à mesurer (de l'ordre du Jansky, soit $10^{-26} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$) imposent de disposer d'une technologie très pointue.

II. BREVE DESCRIPTION DU SYSTEME

Afin d'étalonner le récepteur, le faisceau incident est commuté entre une charge chaude et une charge froide par rotation d'un ensemble de miroirs. Compte tenu des faibles longueurs d'onde, une propagation en espace libre de type quasi-optique est adoptée pour l'injection des signaux, la focalisation des faisceaux étant assurée par des lentilles et des miroirs ellipsoïdaux. Une expérience ballon exclut les sources d'oscillateur local du type klystron ou carcinotron, pénalisées par leur encombrement. Il convient dans ce cas de s'orienter vers une source à état solide associée à des multiplicateurs de fréquence. Aux fréquences mises en jeu, la technologie actuellement disponible exige de placer le mélangeur en tête de la chaîne de réception : ses

caractéristiques sont donc déterminantes dans le bilan de bruit total du récepteur. La fréquence intermédiaire est choisie égale à 5,85 GHz, permettant la détection simultanée des raies de O_2 et H_2O dans les bandes latérales inférieure et supérieure (respectivement à 368 GHz et 380 GHz). Une chaîne d'amplification comportant un amplificateur cryogénique à faible bruit permet d'atteindre un niveau de signal compatible avec l'utilisation d'un spectromètre acousto-optique.

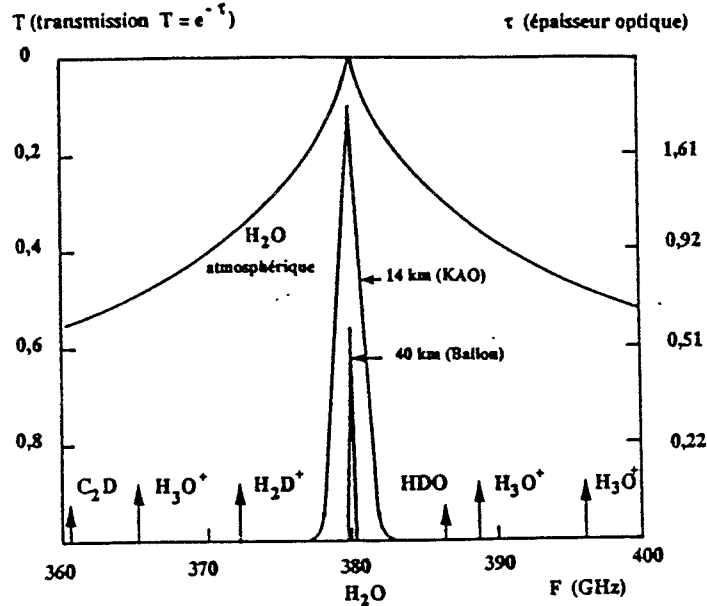


Figure 1 : Absorption atmosphérique

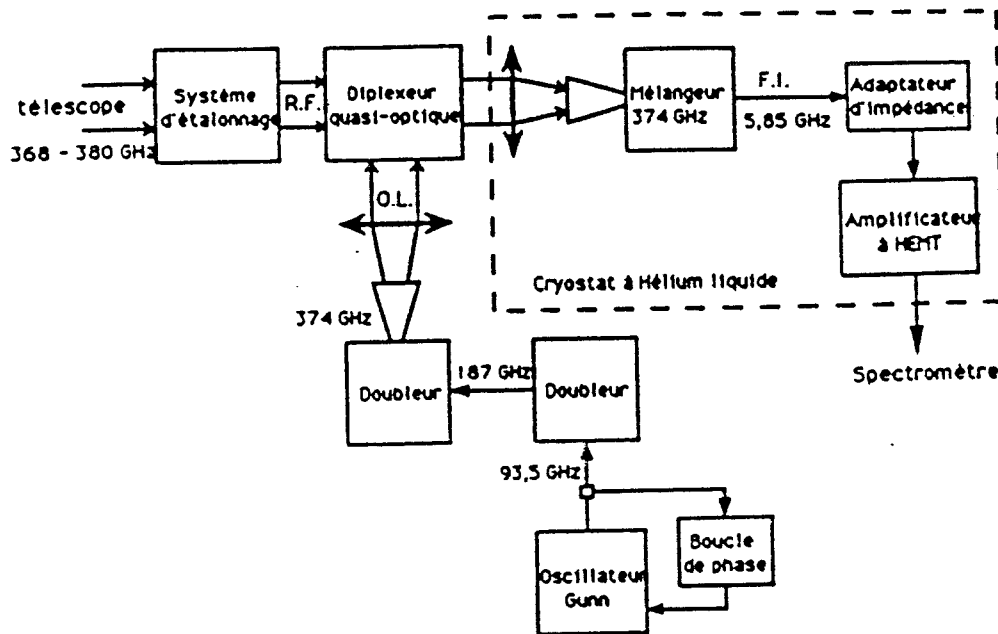


Figure 2 : Synoptique du récepteur

III . MELANGEUR A FAIBLE BRUIT A 374 GHz :

Deux types de mélangeurs sont développés au laboratoire :

A - Mélangeur à diode Schottky AsGa :

Développé par O. Perrin, P.Landry et M.C.Lemonnier ce mélangeur [1] repose sur la technologie des diodes à "whisker". Il a été modifié suivant l'analyse développée par Crowe et Mattauch [2]. La diode est montée dans une structure en guide d'onde et contactée par un "whisker" (fil de Phosphore-Bronze de 8 μm de diamètre) épointé. Un court-circuit accordable à boucle permet de réaliser (ou d'approcher) l'adaptation d'impédance. Un cornet bi-mode [3] est intégré au bloc mécanique : les signaux oscillateur local (OL) et radiofréquence (RF) sont injectés avec un minimum de pertes. Un filtre passe-bas d'ordre 7 de type Tchébychev assure la réjection des signaux OL et RF et des produits d'intermodulation d'ordres supérieurs générés par l'élément non-linéaire. Ce filtre réalisé en technologie microruban a été modélisé en tenant compte de la structure en boîtier.

Un mélangeur a été réalisé et testé à la température ambiante pour une excursion du signal OL de 25 GHz (360-385 GHz) avec une position fixe du court-circuit. Les performances double-bande mesurées sont : une température de bruit minimale de $1200\text{K} \pm 200\text{K}$, associée à des pertes de conversion de $6,5\text{ dB} \pm 0,5\text{ dB}$. Ces performances doivent être interprétées en incluant 70K de température de bruit due à l'amplificateur FI fonctionnant à chaud. De plus, un excès de bruit peut être dû à l'emploi d'un carcinotron comme oscillateur local à 380 GHz. Enfin, la puissance OL correspondante a été estimée à moins de $200\text{ }\mu\text{W}$, indiquant qu'une solution à "état solide" pourrait être retenue pour la réalisation de la source OL.

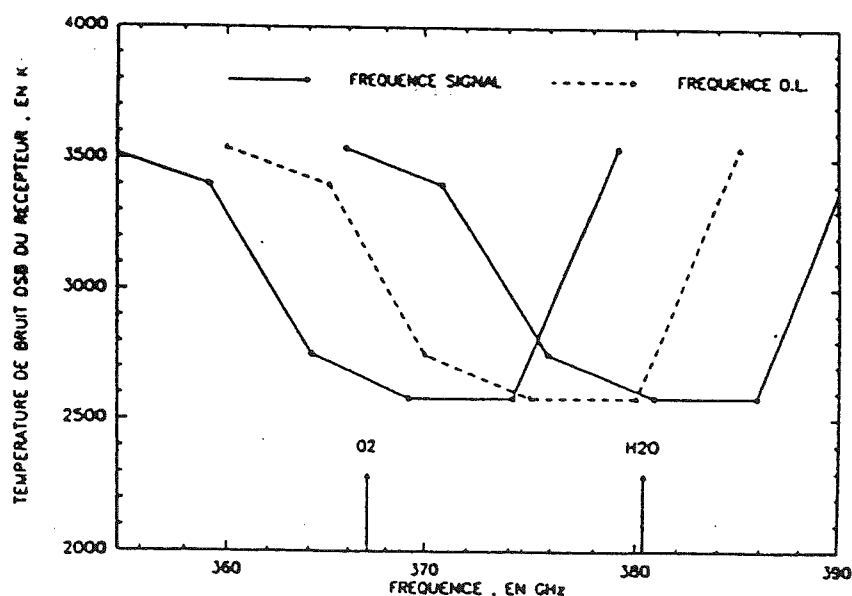


Figure 3 : Performances du récepteur 374 GHz mesurées pour différentes fréquences OL (mélangeurs à température ambiante)

A la température cryogénique ($\approx 20\text{K}$) les performances s'améliorent : la température de bruit du récepteur est réduite d'un facteur proche de 2 (pour un mélangeur de performances moyennes : $T_M \approx 970\text{K}$) comme indiqué sur le tableau ci-dessous.

FOL (GHz)	360	374	380
T_R (K)	1260	1370	1540
L_M (dB)	6,5	7	7,5
T_M (K)	890	970	1090

B . Mélangeur à jonction supraconductrice (SIS) :

La difficulté de générer suffisamment de puissance d'oscillateur local en ondes submillimétriques, alliée à la possibilité d'atteindre de meilleures performances de bruit, nous ont encouragé à développer un mélangeur à jonction SIS (Supraconducteur - Isolant - Supraconducteur). Ces jonctions sont réalisées en Niobium (Nb/AlOx/Nb) dans notre laboratoire de l'ENS à Paris,. Celles-ci sont très stables, aisément reproductibles et recyclables thermiquement. Ce matériau nécessite un fonctionnement à température cryogénique vers 4K ($\approx 1/2$ fois la température critique du supraconducteur).

Technologie de fabrication des jonctions

Notre choix s'est donc porté sur les jonctions les plus fiables et dont les caractéristiques sont les plus non-linéaires que l'on connaisse, à savoir les jonctions en Nb/Al-Oxyde/Nb. Le processus de fabrication est le suivant :

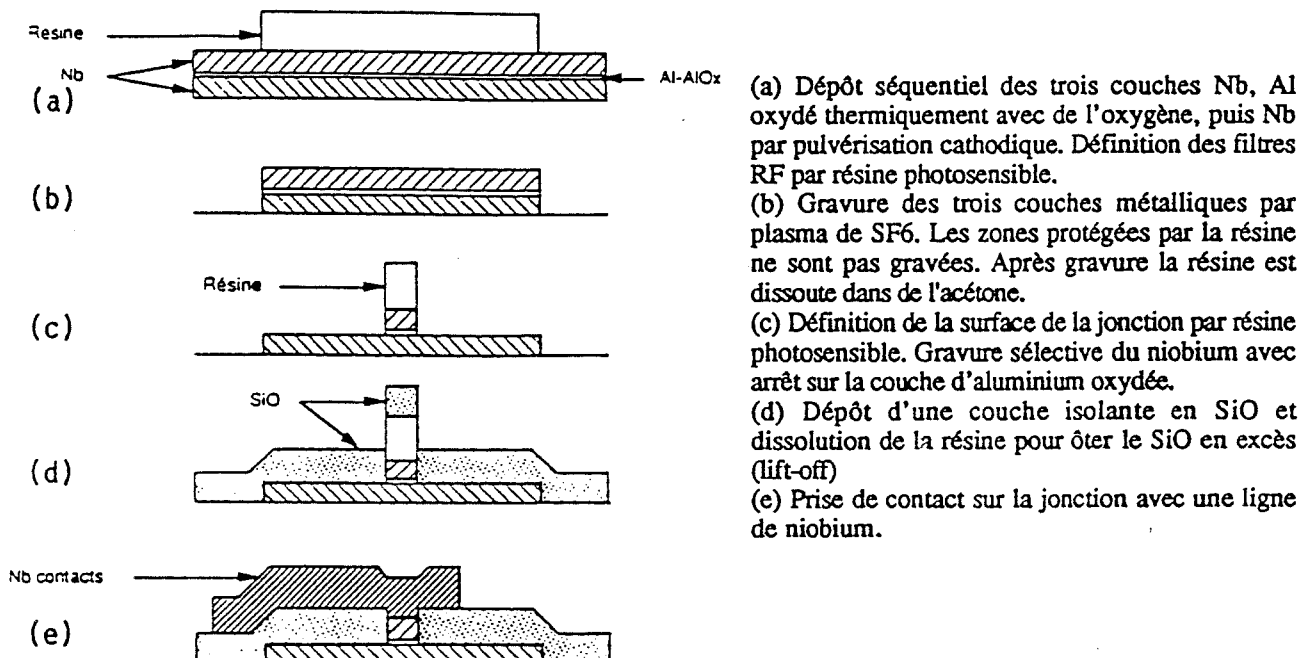


Figure 4 : Processus de fabrication des jonctions Nb/Al-Ox/Nb

Ce procédé a permis d'obtenir des jonctions de caractéristique I/V d'excellente qualité jusqu'à des surfaces de $1\mu\text{m}^2$ par jonction. Des réseaux de 2 et 4 jonctions en série ont été réalisés. La caractéristique I/V présentée est celle d'un réseau de deux jonctions en série de $1\mu\text{m}^2$ chacune, soit une surface équivalente de $0,5\mu\text{m}^2$ (voir figure). En effet, lorsqu'on met deux jonctions en série, la capacité du réseau est divisée par 2. C'est pourquoi on a l'habitude de dire que la surface équivalente d'un réseau de 2 jonctions en série est la moitié de la surface d'une jonction simple.

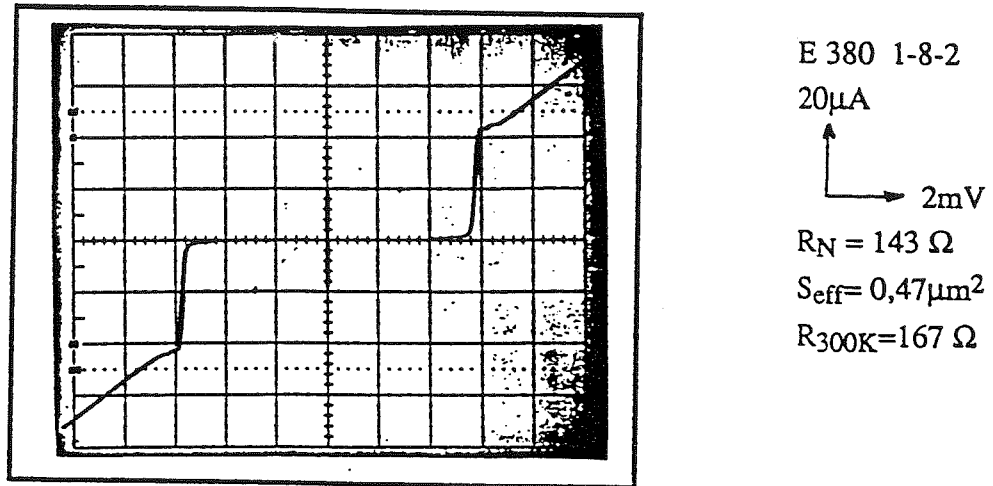


Figure 5 : Caractéristique de 2 jonctions en série de $0,9\mu\text{m}^2$ (surface équivalente $0,46\mu\text{m}^2$)

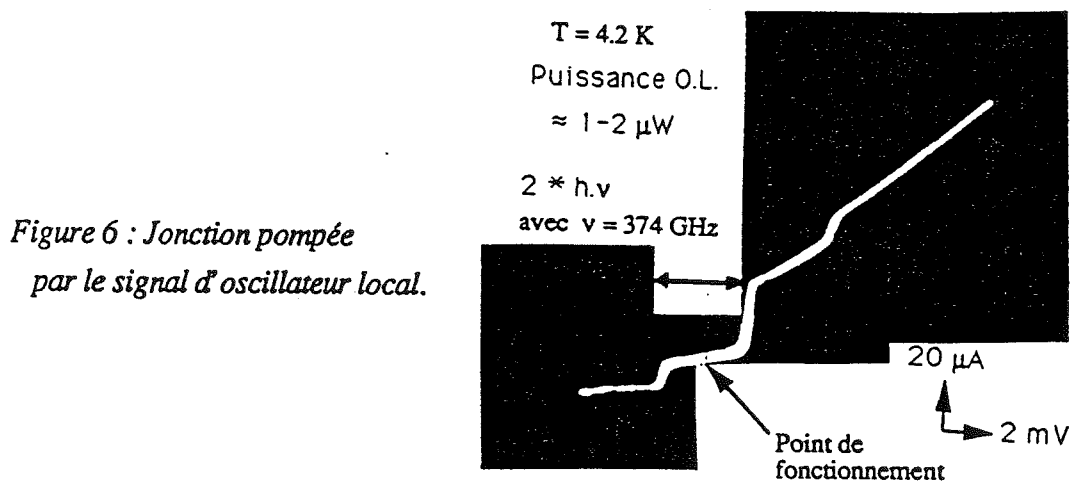


Figure 6 : Jonction pompée par le signal d'oscillateur local.

Mélangeur SIS à 380 GHz

La structure mécanique comprenant le cornet bimode intégré s'apparente à celle déjà décrite pour le mélangeur à diode Schottky. Ici la jonction est réalisée directement sur le filtre RF en micro-électronique (dépôt de Nb en couche mince). Des bobines supraconductrices permettent d'établir un champ magnétique parallèlement au plan de la jonction pour éliminer le courant Josephson qui est une source de bruit prépondérante aux fréquences élevées.

Un ensemble de Tuners E-H, constitué par 2 court-circuits mobiles réglables à froid (le mélangeur fonctionne à la température d'environ 4K), permet l'adaptation d'impédance de la jonction aux signaux RF et OL. Un circuit microstrip est utilisé à la sortie Fréquence Intermédiaire pour l'adaptation d'impédance de la jonction au préamplificateur FI ; il permet également la polarisation de la jonction en assurant sa protection contre les surtensions accidentelles (les jonctions sont très fragiles au champ électrostatique).

Des premiers résultats (décembre 1991) sont obtenus à partir d'un réseau de 2 jonctions dont la caractéristique a été présentée sur la figure 5. Le mélangeur et son préamplificateur sont refroidis par un cryogénérateur 4K développé par Cryophysics (coopération ENS) - comme indiqué sur le schéma suivant :

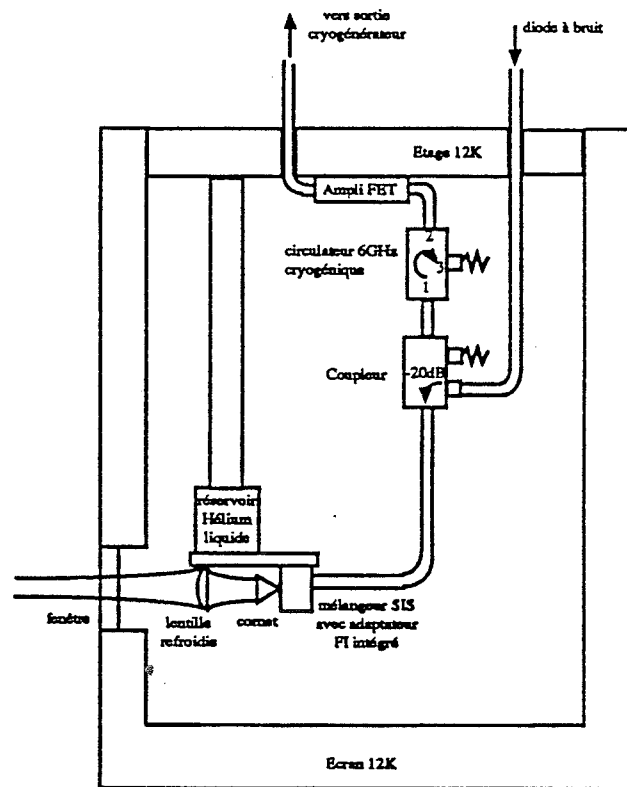


Figure 7 : Dispositif de test des mélangeurs SIS.

Le courant Josephson est supprimé pour un champ magnétique d'environ 180 gauss. L'optimum de bruit est obtenu pour une puissance de l'oscillateur local de l'ordre de 1 à 2 μW à 374 GHz. La température de bruit de l'ensemble de la chaîne de réception est de l'ordre de 1200K. Cette valeur n'est pas significative du bruit du mélangeur SIS puisque lors de l'expérimentation, une forte désadaptation de la sortie FI a été constatée par une mesure en réflectométrie (les mesures de TOS sont très difficiles sur ces composants et la connaissance approchée de l'impédance FI n'est accessible, a priori, qu'en mesurant la pente de la caractéristique statique au point de fonctionnement du mélangeur. Ce problème fait l'objet d'une

étude au laboratoire qui devrait aboutir prochainement à la réalisation d'un circuit d'adaptation FI permettant une réduction sensible des pertes de transmission et l'approche du bruit propre du mélangeur SIS.

IV . MULTIPLICATEURS DE FREQUENCE A DIODE VARACTOR

Le signal OL est généré à 374 GHz par un oscillateur local à diode Gunn InP fonctionnant à 93,5 GHz, associé à deux doubleurs de fréquence en cascade [1] . Une stabilité de fréquence de 10^{-8} est obtenue grâce à une boucle à verrouillage de phase pilotée par un oscillateur à quartz stabilisé thermiquement. L'oscillateur à 93,5 GHz verrouillé en phase a été réalisé à l'Observatoire de Bordeaux.

Diode	Fréquence (GHz)	Puissance de sortie (mW)	(MHz)	dF/dV (MHz/V)
Varian	93,575	40	<200	500
Thomson	93,575	60	<100	500
Marconi	93,575	50	>200	600

Oscillateurs Gunn : caractéristiques obtenues avec des diodes de provenances diverses

A - Le doubleur 93,5 - 187 GHz

La conception du premier doubleur de la chaîne de multiplication a été menée au moyen de l'analyse de P.H. Siegel [4]. Le signal d'entrée (93,5 GHz) est couplé à la diode à travers une transition guide rectangulaire - ligne microruban. Comme dans le cas de l'étude du mélangeur, il est nécessaire de connaître le réseau d'impédances décrivant l'environnement de la diode. L'impédance équivalente de la transition dans le plan d'ouverture du guide a été déterminée en basant notre étude sur les travaux de Collin [5] dans le cas d'une transition guide rectangulaire - ligne coaxiale. L'approximation quasi-TEM permet ensuite de calculer l'impédance d'accès dans le plan de la diode par la théorie classique des lignes de transmission.

La diode varactor qui génère le signal double (187 GHz) est située dans le guide de sortie. A cet accès, le réseau d'impédances est décrit par l'approche d'Eisenhart et Kahn [6]. L'analyse de Penfield et Rafuse [7] concernant les diodes varactor nous a conduit à sélectionner la diode référencée 5P8 de l'Université de Virginie. De plus, cette diode offre l'avantage de présenter des performances optimales pour des valeurs d'impédances plus élevées que ses concurrentes, ce qui conduit à une structure en guide d'onde plus facile à réaliser. Les performances optimales du doubleur 93,5-187 GHz sont données sur la figure 8.

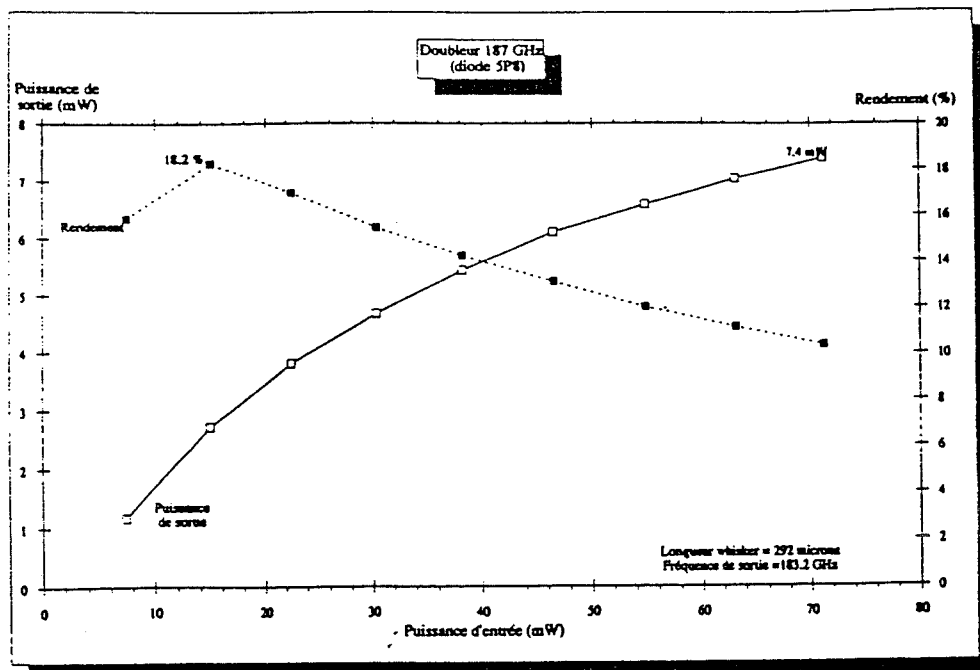


Figure 8 : Puissance de sortie et rendement du doubleur 187 GHz

B- Le doubleur 187 - 374 GHz

Le second doubleur comprend un cornet bi-mode intégré à la structure afin de réduire les pertes dans les guides d'ondes. Il utilise une diode varactor réalisée à l'Université de Virginie (USA). Ce doubleur est actuellement en phase de tests. Les niveaux de puissance de sortie obtenus à ce jour sont encore insuffisants pour pomper un mélangeur à diode Schottky (Figure 9), il est utilisé aisément sur la chaîne d'OL du mélangeur SIS.

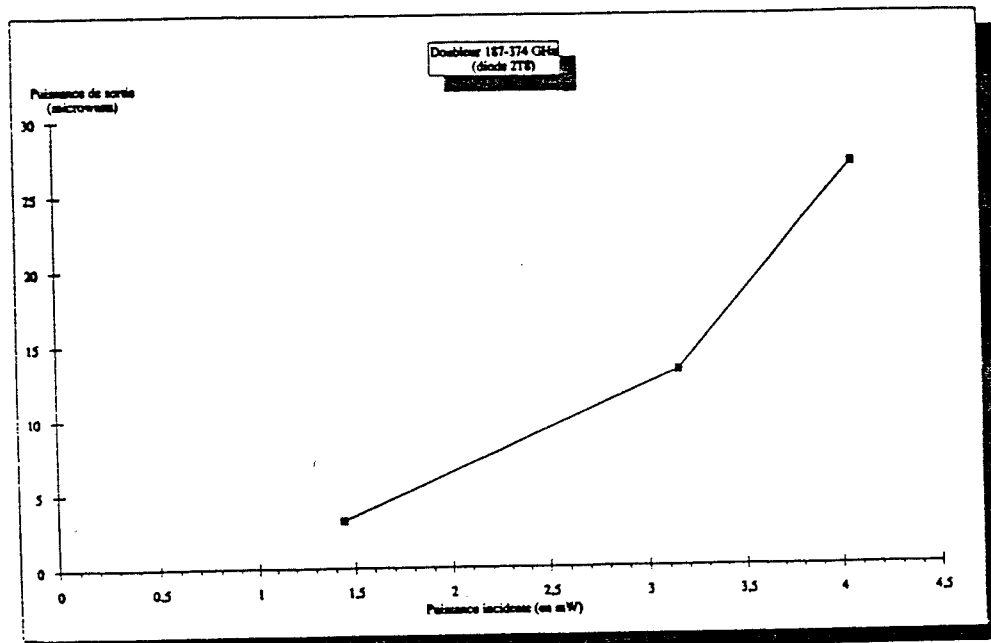


Figure 9 : Puissance de sortie du doubleur 380 GHz

V - AMPLIFICATEUR CRYOGENIQUE A FAIBLE BRUIT

A - Conception

La chaîne d'amplification à la fréquence intermédiaire a sa bande centrée sur 5,85 GHz afin de détecter simultanément les raies à 368 GHz de O₂ et à 380 GHz de H₂O. L'objectif est de minimiser la température de bruit en faisant fonctionner le premier amplificateur à température cryogénique (< 50 K). Le choix des transistors et de la technologie des lignes de transmission est déterminant pour les performances de ce dispositif.

Le gain nécessaire est estimé à 30 dB pour masquer la participation en bruit des étages suivants. L'amplificateur comporte 3 étages : au premier étage est associé un transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor) tandis que des transistors à effet de champ (TEC) classiques équipent les deuxième et troisième étages. Après avoir testé de nombreux transistors disponibles sur le marché, nous avons sélectionné les références Toshiba S 8901 (HEMT) et Mitsubishi MGF 1412 (TEC).

La technologie coaxiale a été choisie pour ses bonnes performances à température cryogénique. En effet, elle repose sur l'assemblage de pièces qui rendent possibles les légères déformations dues au refroidissement, sans contrainte excessive au niveau des connexions. L'impédance optimale de bruit qu'il convient de présenter au premier étage de l'amplificateur a été réalisée par une ligne d'adaptation étudiée avec précision [8]. Les réseaux d'adaptation sont des transformateurs quart-d'onde accordables : un réglage précis peut compenser la dispersion de caractéristiques entre transistors [9]. Une contre réaction de source permet de réaliser le compromis entre l'adaptation d'impédance et l'adaptation en bruit : la longueur des rubans d'accès de source des transistors est optimisée.

B - Performances mesurées

Les caractéristiques de cet amplificateur ont été mesurées à basse température. Deux méthodes de mesure sont utilisées pour s'affranchir des pertes dues aux câbles de connexion dans le cryostat [10]. La figure 10 présente la variation de la température de bruit de l'amplificateur en fonction de sa température physique : ce paramètre est nécessaire pour prédéterminer la température de l'écran thermique sur lequel sera fixé l'amplificateur en configuration de vol. A la température physique de 27K, et dans la bande passante requise (5,6-6,1 GHz), les performances suivantes ont été mesurées :

Température de bruit inférieure à 20K

Gain de 28 dB (ondulation $\pm 0,7$ dB).

L'emploi d'isolateurs n'est pas utile : le TOS mesuré est inférieur à 1,5 en entrée et 1,1 en sortie. Une température physique nominale de 40K a été retenue, réalisant ainsi un

compromis entre les performances de l'amplificateur et le poids du cryostat (volume d'hélium à embarquer, encombrement).

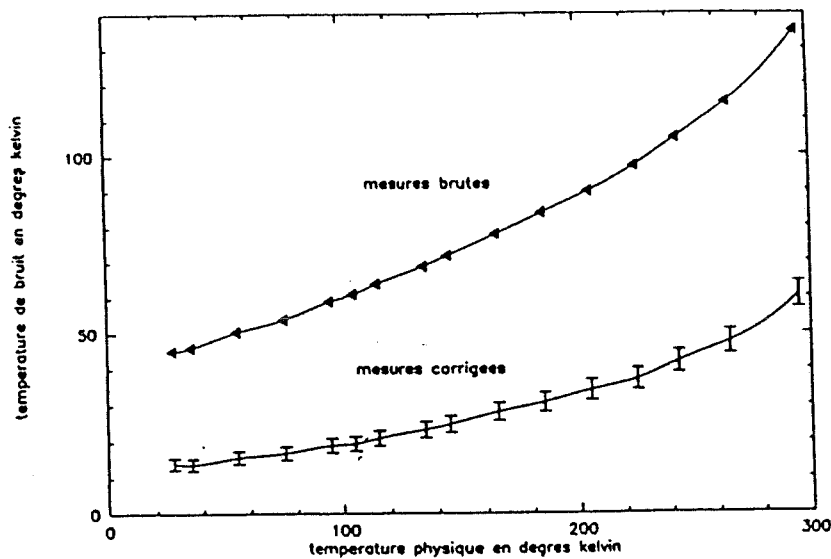


Figure 10 : Variation de la température de bruit en fonction de la température physique

VII . CONCLUSION

Les éléments les plus critiques de la chaîne de réception du spectromètre hétérodyne du projet PRONAOS ont été décrits. Un mélangeur à diode Schottky à "whisker" fonctionnant à 374 GHz a été modélisé, réalisé et testé (thèse O. Perrin [1]). Les performances en double bande du mélangeur sont des pertes de conversion de 6,5 dB et un bruit de 1200K à la température ambiante, \approx 900K à température cryogénique.

Les progrès réalisés dans notre laboratoire de l'ENS à Paris permet la fabrication de jonctions supraconductrices au Nb/AlOx/Nb de $1 \mu\text{m}^2$ de surface unitaire avec une bonne reproductivité des caractéristiques ; cela nous a encouragé à réaliser un mélangeur de type SIS qui devient la solution nominale retenue pour le premier vol de l'instrument SMH de PRONAOS.

Le signal de pompe est délivré par deux doubleurs placés en cascade à la suite d'un oscillateur à diode Gunn InP à 93,5 GHz. Le doubleur 93,5-187 GHz a été développé avec succès et présente un rendement de 18% pour une puissance d'entrée de 15mW. Le doubleur 187-374 GHz est en cours de tests et devra être sensiblement amélioré. On peut cependant noter que les performances actuelles des doubleurs sont suffisantes pour pomper le mélangeur réalisé en technologie SIS [11].

Enfin un préamplificateur FI cryogénique à très faible bruit a été réalisé et testé. Ses caractéristiques ($T_A < 20\text{K}$; $G = 28\text{ dB}$; bande FI : 5,6-6,1 GHz) répondent au cahier des charges, sa contribution au bruit total du récepteur est estimée à 20%.

VIII - REFERENCES

- [1] Perrin, O. : "Conception de la tête haute fréquence d'un spectromètre hétérodyne submillimétrique à vocation radio-astronomique", thèse de doctorat, Université de Paris Sud - Observatoire de Meudon, juin 1991.
- [2] Crowe, T., R. J. Mattauch : "Analysis and optimization of millimeter- and submillimeter-wavelength mixer diodes", IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. MTT-35, n° 2, pp. 159-168, fév. 1987.
- [3] Pickett, H.M., J.C. Hardy, J. Farhoomand : "Characterization of a dual-mode horn for submillimeter wavelength", IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol MTT-32, pp. 936-937, août 1984.
- [4] Siegel, P. H., A. R. Kerr, W. Hwang : "Topics in the optimization of millimeter-wave mixers", NASA technical paper 2287, 1984.
- [5] Collin, R. E. : "Field theory of guided waves", McGraw-Hill Book Company, 1960.
- [6] Eisenhart, R. L., P. J. Khan : "Theoretical and experimental analysis of a waveguide mounting structure", IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. MTT-19, n° 8, pp. 706-719, août 1971.
- [7] Penfield, P., R. P. Rafuse : "Varactor application", Cambridge, Massachusetts, MIT press, 1962.
- [8] Robert, C., M. Gheudin : "Conception d'un amplificateur cryogénique à faible bruit à 6 GHz", 7èmes Journées Nationales Micro-ondes, proc. pp. 409-410, Grenoble, mars 1991.
- [9] Tomassetti, G., S. Weinreb, K. Wellington : "Low-noise 10.7 GHz cooled GaAsFET amplifier", NRAO Electronics division internal report n° 222, nov. 1981.
- [10] Robert, C. , M. Gheudin : "A 6 GHz HEMT low-noise cooled amplifier for a radioastronomical submillimeter heterodyne receiver", 15th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, conference digest, pp. 127-129, Orlando, déc. 1990.
- [11] Perrin, O., C. Robert, P. Feautrier, P. Febvre, G. Beaudin, P. Encrenaz, M. Gheudin, J. Lacroix, G. Montignac : "380 GHz receiver front-end for the balloon-borne radioastronomical experiment - PRONAOS", 2nd International Symposium on Space Terahertz Technology, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, fév. 1991.

**A 380 GHz SIS Receiver using
Nb/AlO_x/Nb Junctions for a RadioAstronomical
Balloon-borne Experiment : PRONAOS**

P. Febvre⁺⁺, P. Feautrier^{**}, C. Robert^{*}, J.C. Pernot^{**},
A. Germont^{*}, M. Hanus^{**}, R. Maoli^{*}, M. Gheudin^{*}, G. Beaudin^{*}, P. Encrenaz^{**}

**Observatoire de Paris-Meudon, DEMIRM - URA 336*

5, Place Jules Janssen 92195 Meudon - France

*** Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de Radioastronomie,*

24 rue Lhomond 75005 Paris - France

+ Now at Jet Propulsion Laboratory

M.S. 168-314

4800 Oak Grove Drive

Pasadena, California 91109 USA

ABSTRACT

The superheterodyne detection technique used for the spectrometer instrument of the PRONAOS project will provide a very high spectral resolution ($\Delta\nu/\nu = 10^{-6}$). The most critical components are those located at the front-end of the receiver : their contribution dominates the total noise of the receiver. Therefore it is important to perform accurate studies for specific components, such as mixers and multipliers working in the submillimeter wave range.

Difficulties in generating enough local oscillator (L.O.) power at high frequencies make SIS mixers very desirable for operation above 300 GHz. The low L.O. power requirements and the low noise temperature of these mixers are the primary reason for buiding an SIS receiver.

This paper will report the successful fabrication of small ($\leq 1 \mu\text{m}^2$) Nb/Al-Ox/Nb junctions and arrays with excellent I-V characteristics and very good reliability, resulting in a low noise receiver performance measured in the 368/380 GHz frequency range.

Third International Symposium on Space Terahertz Technology

March 24-26, 1992, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan

I - INTRODUCTION

Observations from a stratospheric balloon are unobstructed by the atmosphere which is opaque at submillimeter and far-infrared wavelengths from the ground. For this reason, a submillimeter balloon-borne observatory is being developed under the responsibility of the "Centre National d'Etudes Spatiales" (CNES), the French Space Agency.

It consists of a stabilized gondola supporting a 2 meter diameter telescope, associated alternately with an infrared multiband spectrometer or a submillimeter heterodyne spectrometer (SMH). This last instrument will be used to simultaneously detect the 368 GHz O₂ line and the 380 GHz H₂O line in the interstellar medium. It is scheduled to fly in fall 1994 using a 1,000,000 m³ balloon at an altitude of 37 km.

Receivers using SIS tunnel junctions have shown better sensitivities than Schottky diode receivers operated at millimeter and submillimeter wavelengths. Theoretically, sensitivities approaching the quantum limit can be achieved [1].

Up to about 300 GHz the most sensitive receivers use waveguides and superconducting RF tuning circuits integrated with the SIS junctions [2,3,4,5,6,7,8]. Above this frequency, two options appear to be available. The first possibility is to design a waveguide mixer (with full-height or reduced-height waveguide) using two tuners (i.e. generally a backshort and an E-plane tuner) [9,10]. A DSB receiver noise temperature of 150 K at 345 GHz has been reported with this design [9]. Another possibility is to use a quasioptical SIS mixer, which is very promising above 500 GHz where very small waveguides are very difficult to machine [11,12,13,14]. This design is compatible with tuning elements.

Finally we have chosen for our first experiments a waveguide design because it is better understood than open-structure mixers.

II - RECEIVER DESCRIPTION

A block diagram of our submillimeter wave heterodyne spectrometer is shown in figure 1. Rotation of a flat mirror set allows the calibration of the receiver by commuting the incoming beam from the telescope between a hot and a cold load. Due to the short wavelengths, a quasioptical free space propagation is adopted [15]. A Mach-Zehnder type diplexer is used for the 374 GHz local oscillator signal injection into the SIS mixer. The L.O. source consists of a phase-locked 93.5 GHz Gunn diode oscillator combined with two varactor diode doublers connected in series. The intermediate frequency (I.F.) is chosen at 5.85 GHz to allow the simultaneous detection of the O₂ line in the lower band at 368 GHz and the H₂O line in the upper band at 380 GHz. The I.F. output feeds a specially designed cooled low-noise HEMT amplifier with a gain of 30 dB. A noise temperature of 18 K has been achieved at 5.85 GHz over a 700 MHz bandwidth at a temperature of

27 K [16]. The signal is then amplified at room-temperature and coupled to the acousto optical spectrometer (AOS) subsystem with a resolution of 800 kHz in a 800 MHz bandwidth.

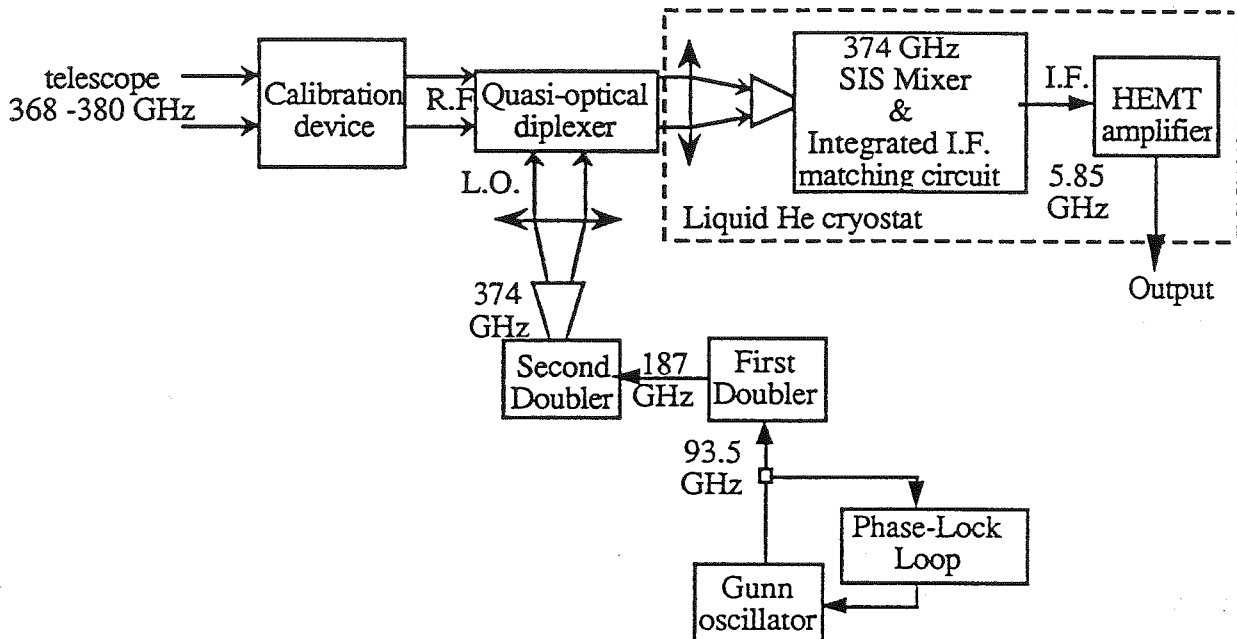


Figure 1: Block diagram of the receiver front-end used for PRONAOS

III - 380 GHz SUBMILLIMETER RECEIVER FRONT-END

III-1 - SIS junctions fabrication procedure

We report here the fabrication process of Nb/Al-AlO_x/Nb junctions with very sharp I-V curves and a gap voltage for one junction about 2.9 mV at 4.2 K. A high gap voltage is known to be necessary for good results at high frequencies (above 300 GHz). It is the reason why NbN junctions are promising for very high frequencies (above 500 GHz). The smallest junction area achievable with our technology without deterioration of the I-V curve is 0.9 μm^2 . Our process has already been described in a previous paper [17]. Some parameters have changed since this article to obtain the desired junction area for the 380 GHz mixer.

The fabrication process is described on figure 2 .The Nb/Al-AlO_x/Nb trilayer is deposited on the whole substrate without breaking the vacuum in order to have a good barrier interface (see fig. 2-a). The diameter of this substrate is one inch, and the thickness is $95 \pm 5 \mu\text{m}$. It is made of fused quartz and is polished on one side. During the deposition the substrate is attached to a copper heat sink cooled by a closed water circuit at 20 °C. The vacuum is made by a cryopump with a background pressure typically under $5 \cdot 10^{-6}$ Pa. The Nb and Al films are sputter deposited by a DC magnetron at an argon pressure of 1.1 Pa. The Nb base electrode (170 nm thick) and

counterelectrode (100 nm thick) are evaporated at a rate of 1.9 nm/sec. The Al film (10 nm) is deposited with an oscillating substrate table at a rate of 0.2 nm/sec and is oxidized by introducing Ar + 10% O₂ into the chamber for 20 to 30 min at 60 to 1000 Pa.

A positive photoresist is deposited and patterned to define the RF filter with an etching technique. Nb and Al films are etched by reactive ion etching in SF₆. Nb is etched with a 10 sccm SF₆ flow at 0.7 Pa using 60 W of power. The corresponding etching rate is 200 nm/min. Al is etched at lower pressure and higher power with an etching rate of 10 nm/min; the SF₆ flow is 5 sccm, the pressure is 0.3 Pa and the power is 80 W. Under these conditions, the etching is dominated by a mechanical action rather than a chemical effect like in the plasma etching method. We observed that a CF₄ gas does not etch Al even at low pressure. RIE with Ar has not been selected, because it produces too much damage on the resist (with Ar, it is only a mechanical etching process).

After removing the remaining photoresist in acetone (see fig. 2-b), a new resist layer is deposited to define the junction area (see fig.2-c). This is the critical point of the process which limits the smallest area achievable by this technology. Our mask aligner uses a 400 nm UV source and is limited to 0.8 μm resolution. In practice, it is impossible to define a diameter smaller than 1 μm (ie. an area smaller than 0.9 μm^2). This resist is used to protect the upper layer of Nb etched by RIE under the following conditions : 20 sccm of SF₆, 6 sccm of O₂, a pressure of 0.7 Pa and a power of 60 W. If the etching rate (100 nm/min) is lower than for the trilayer etching (see fig. 2-a), these conditions provide sloped edges which are easier to insulate without microshorts in the next step. The etch stops at the Al₂O₃/Al barrier, because the etching rate of Al is very low with SF₆/O₂. We use laser end point detection to avoid overetching (it is necessary to have a sufficient thickness of resist for the SiO lift-off).

Once the upper Nb etched then a 300 nm layer of SiO is evaporated to insulate the junction perimeter (see fig.2-d). The excess SiO is removed in acetone (lift-off). Then, the junctions in series are connected together by a 300 nm layer of Nb sputter deposited with a rate of 1.3 nm/s through another resist stencil. The excess Nb is finally lifted-off in acetone. Different experimental investigations have been made to optimise each parameter. For example, the stresses in Nb films have been minimized by changing the Ar pressure during the sputtering step. The stresses are evaluated by optical interferometry. The Nb edge is another parameter we have studied. We succeeded in obtaining sloped edges with a reasonable selectivity by using a mixture of SF₆ and O₂ at low pressure for the RIE. Finally, anodisation spectroscopy was an useful method to investigate the quality of the interfaces Nb/Al and to understand the diffusion problem of Al into Nb; such a diffusion process gives poor quality junctions .

Then, the individual junctions (400 junctions per substrate of 1 inch diameter) are cut with a dicing saw and cooled in liquid helium at 4.2 K to test their I-V characteristics. It is possible to test 6 junctions in one run. The junctions are connected with spring contacts on gold pads evaporated at the ends of the R.F. filter. With this technique, we can contact the 6 junctions very quickly without problem of series resistance on Nb surface.

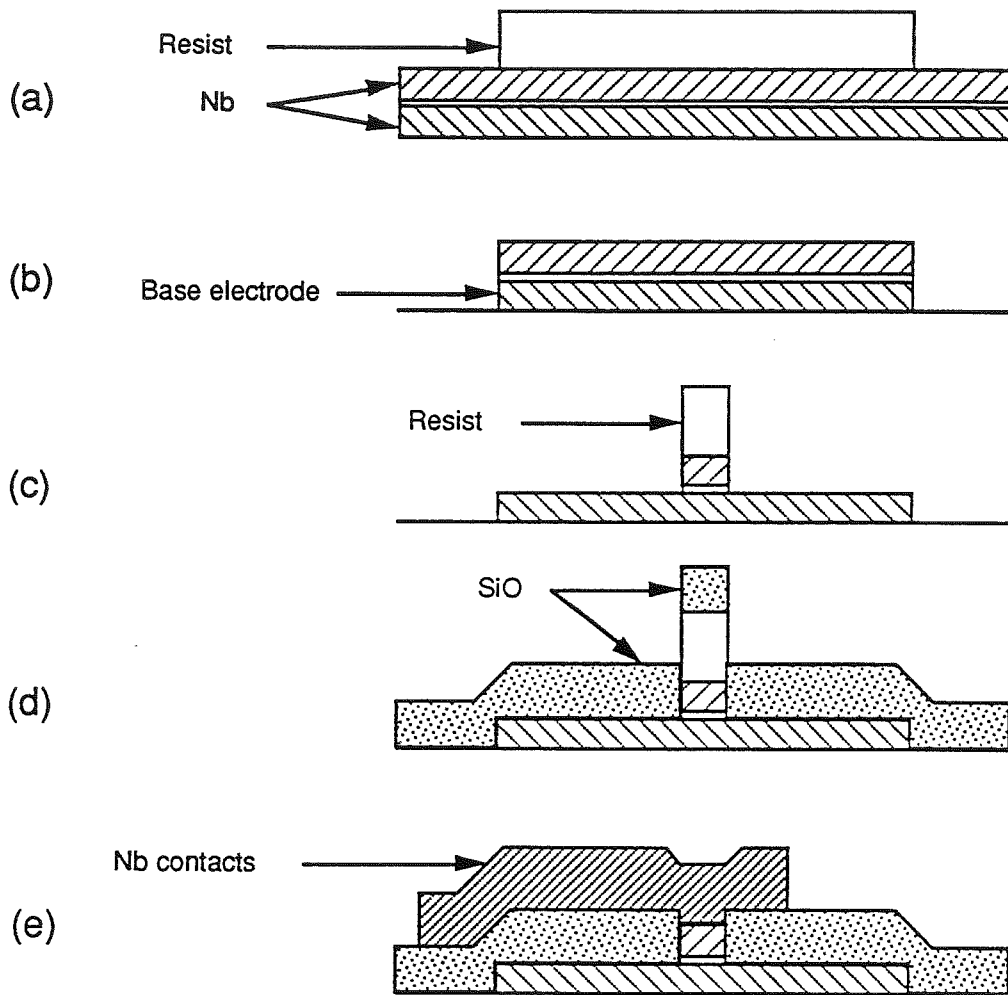


Figure 2: Fabrication process of Nb/Al-AIOx/Nb junctions

(a) Nb/Al-AIOx/Nb deposition. Definition of the base electrode by photolithography. (b) Etching of the trilayer. (c) Etching of the upper electrode. (d) Self-aligned deposition of a SiO insulating layer. (e) Nb interconnection layer.

Figure 3 gives an example of a typical I-V curve of an array of 2 junctions in series. The area of each junction is $0.9 \mu\text{m}^2$, so the effective area of the array is about $0.45 \mu\text{m}^2$.

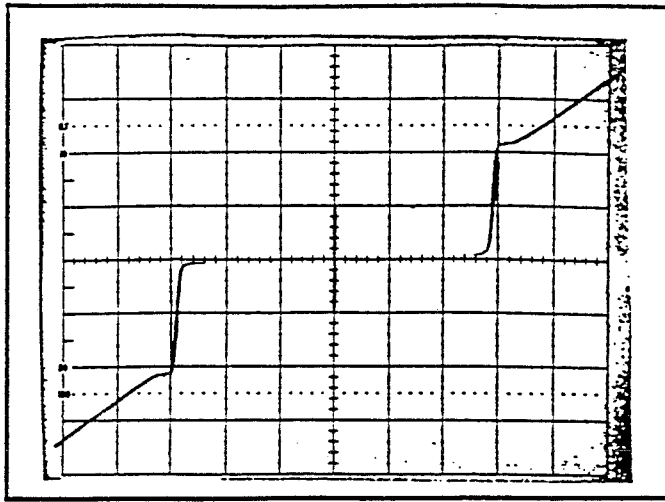


Figure 3

20 μA / div

2 mV / div

 $A_{\text{eff}} = 0.47 \mu\text{m}^2$ $R_N = 150 \Omega$ $R_{300\text{ K}} = 182 \Omega$

III-2 - Mixer design

a) General features

The SIS mixer block is based on the Ellison design [9]. It includes an electroformed integrated dual-mode Potter horn [18] transformed by a circular to rectangular transition into a third-height reduced waveguide [19] to increase R.F. bandwidth and decrease the characteristic impedance at 150Ω . Superconducting coils (to suppress the Josephson Current), an I.F. matching circuit and junction DC bias are integrated in the mixer block in order to facilitate the installation of the SIS mixer in the laboratory cryogenerator or in the flight cryostat. This also allows better reproducibility of mixer performance due to the optimization of the mixer mount for the SIS junctions. Dimensions of the waveguide are $700 \mu\text{m} \times 120 \mu\text{m}$ and two contacting tuners (i.e. a backshort and an E-plane tuner placed at $\lambda_g/2$ towards the feedhorn in front of the junction) provide a large range of embedding impedances to the SIS junctions (see figure 4).

b) Mixer configuration

A low-pass microstrip filter designed on Touchtone [20] is fabricated by photolithography on a 0.1 mm thick fused quartz substrate; its rejection is about 20 dB at 374 GHz. The metallization is made of Nb like the SIS junction and this 1.8 mm long 0.2 mm wide substrate is only put down in the mixer block channel on a thin silicon grease film for a better thermal contact. Mechanical support is provided by this silicon grease film when cooled at 4 K and by the $25 \mu\text{m}$ gold wires contacting the filter to ground and the I.F. output. This assembly allows numerous tries of different junctions without breaking substrates. The I.F. output gold wire is fixed with silver glue on the low-pass filter at one end and directly on the I.F. matching circuit at the other end. This matching circuit formed on Duroïd ($\epsilon_r = 10.2$) supports the junction DC bias too. This avoids the sudden impedance change of a SMA connector, increases the I.F. bandwidth and decreases the I.F. losses. The DC bias includes two $10 \text{ k}\Omega$ chip resistors (to prevent junction from being destroyed by voltage spikes) followed by an insulated wire soldered at $\lambda/4$ of a $\lambda/2$ stub (see figure 5) to provide approximately an open circuit at the I.F. frequency of 5.85 GHz on a 700 MHz bandwidth. The

25 μm gold wire is the first part of the I.F. matching circuit, then a length of a microstrip line provides a real impedance transformed into 50 Ω by a $\lambda/4$ line (figure 5).

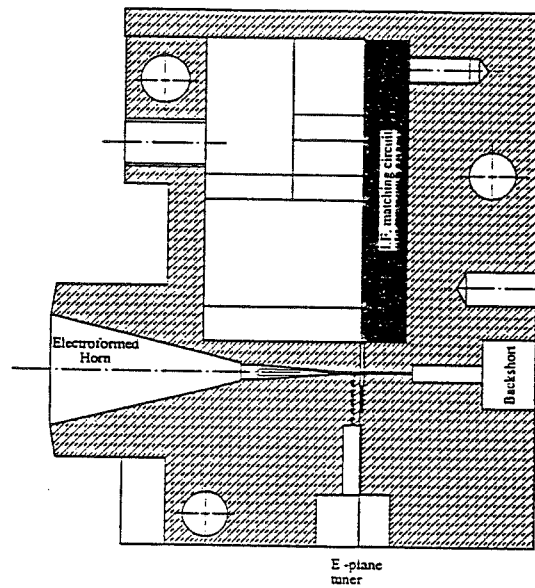


Figure 4

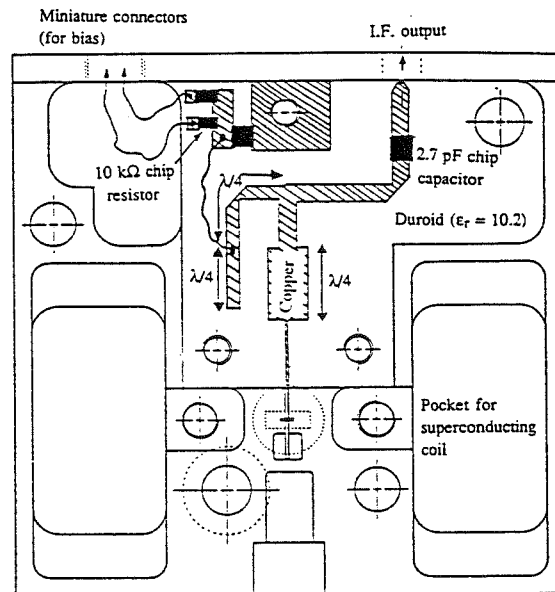


figure 5

The 1.8 cm diameter superconducting coils have been designed to produce 310 Gauss with a current of 1 A. Each one is made of about 1200 turns of Niobium-Titanium superconducting wire. Indeed, for circular junctions of surface S , the magnetic field suppressing the Josephson current is given by :

$$B(\text{Gauss}) = \frac{2,23 \cdot 10^{-11}}{d \cdot \sqrt{S}} \quad (\text{for one flux quantum})$$

with : $d = 2\lambda_L + w$ where:

λ_L = London penetration depth of Nb (m)

w = width of insulator between the two superconductors (m)

The area of the smallest junctions fabricated in the laboratory is about $1 \mu\text{m}^2$. So, with a pessimistic value of the London penetration depth (400 \AA), $B = 255 \text{ Gauss}$; the real value should be lower. The coils are small, because the flight cryostat was specified for a smaller Schottky mixer. Moreover, some constraints about the optical axis were already fixed in the flight cryostat. The mixer block is a Faraday cage for these coils against electromagnetic spikes even if any external magnetic field can penetrate into it .

IV - LABORATORY MEASUREMENT BENCH

Results shown further have been obtained on a laboratory bench with a 4 K cryogenerator including two closed circuits of helium. The first one is a classical CTI 1020 compressor including two stages at 50 K and 12 K. The second one is a Joule-Thomson expansion pumping on the 12 K stage to reach 3 to 4 K on the "4 K" stage. Temperature can be quickly changed and stabilized by varying the return helium pressure of the 4 K helium circuit [21]. A teflon corrugated window is used on the room temperature shield for the quasi-optical RF input. The heat flux entering the cryogenerator is then reduced with an IR filter. It's a $80 \mu\text{m}$ thick (one wavelength at 374 GHz) 48 mm diameter crystalline quartz plate mounted on the 50 K stage shield. Then a 0.8 mm thick fluorogold window, 38 mm diameter, filters the far IR 50 K blackbody radiations. The SIS mixer is on the 4 K stage at the focus of a cold corrugated teflon lens cooled by the same stage.

Mechanical contacting tuners are operated by vacuum feedthroughs and are manually movable with micrometer drives when measuring receiver performance. Each electrical wire, I.F. cable or tuner drive is thermalized at 12 K and 50 K to exhaust heat flows. Some miniature connectors are used for the DC bias. A four points measurement of the I-V curve releases us from any series resistance.

The I.F. output of the SIS mixer is connected to a semi-rigid cable followed by a coupler, an isolator and the HEMT amplifier. This low-noise amplifier is installed on the 12 K stage, its output cable is thermalized at 50 K before going out of the cryogenerator (see figure 6). The coupler is

used to inject an additive noise at the I.F. mixer output to know its match relatively to $50\ \Omega$. A preliminary calibration without mixer allows us to calculate approximatively the mixer temperature T_M and its conversion losses L_M .

The socket of the superconductive coils is installed on the 12 K stage to have a better thermal contact between superconducting and copper wires and to prevent a heating of the 4 K stage. The L.O. and signal injections are achieved by a quasi-optical diplexer. The coupling ratio for the L.O. is higher than 90 %.

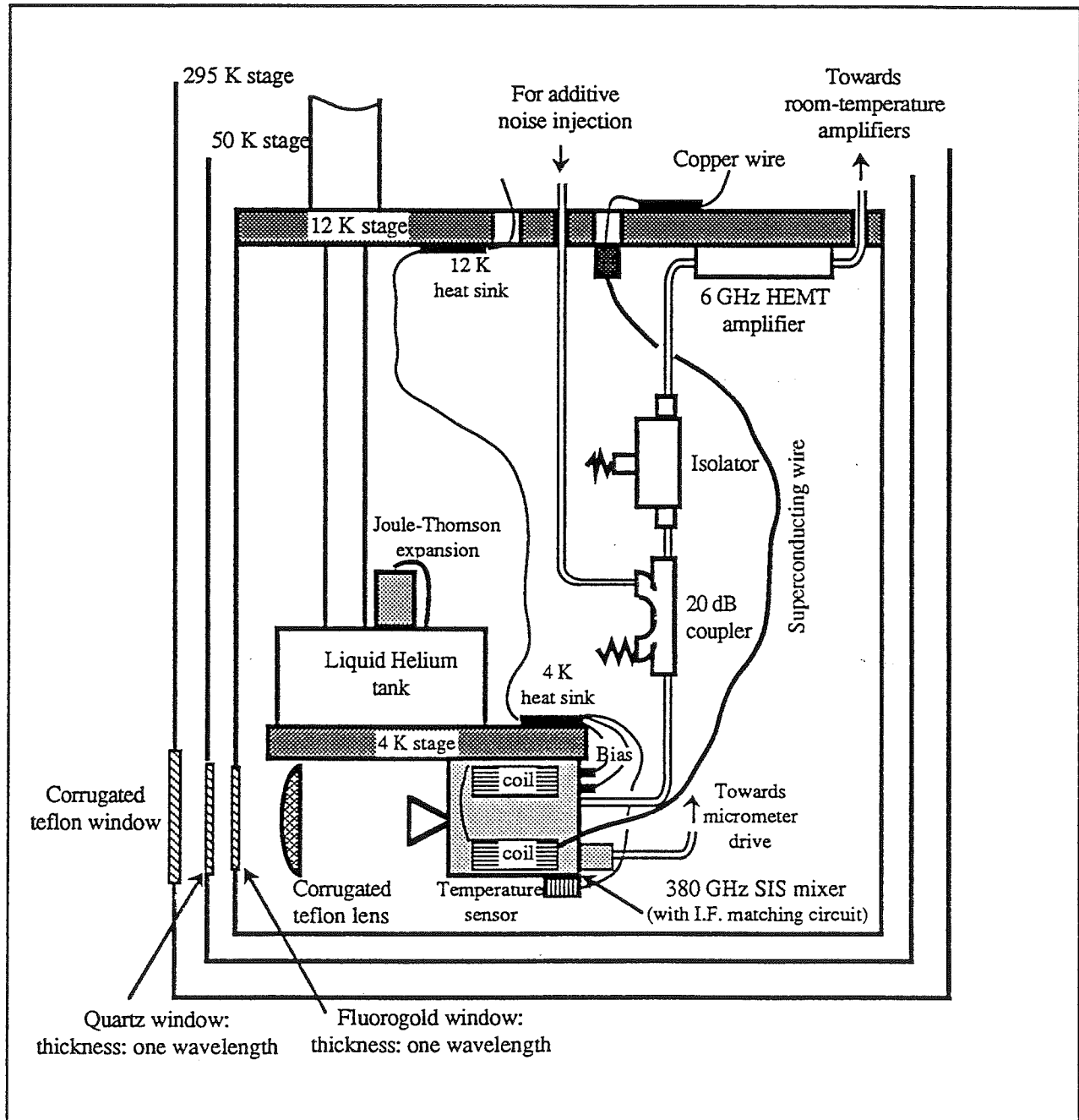


Figure 6

V - LOCAL OSCILLATOR VARACTOR DIODE DOUBLERS

The structure of each doubler has already been described in a previous paper [22]. The maximum efficiency found for the first doubler was about 18 % for an incident power of 15 mW with a 5P8 diode of the University of Virginia. The input frequency was 91.6 GHz and the output power was higher than 6 mW with a 50 mW input power. These results haven't been found again with the other doubler block at 93.5 GHz. They were due to a very good coupling between the diode and the waveguide by the whisker. More commonly, we can reach 3 to 4.5 mW with a good reproducibility and with an input power of 50 mW at 93.5 GHz. A typical curve of our last results is shown on figure 7.

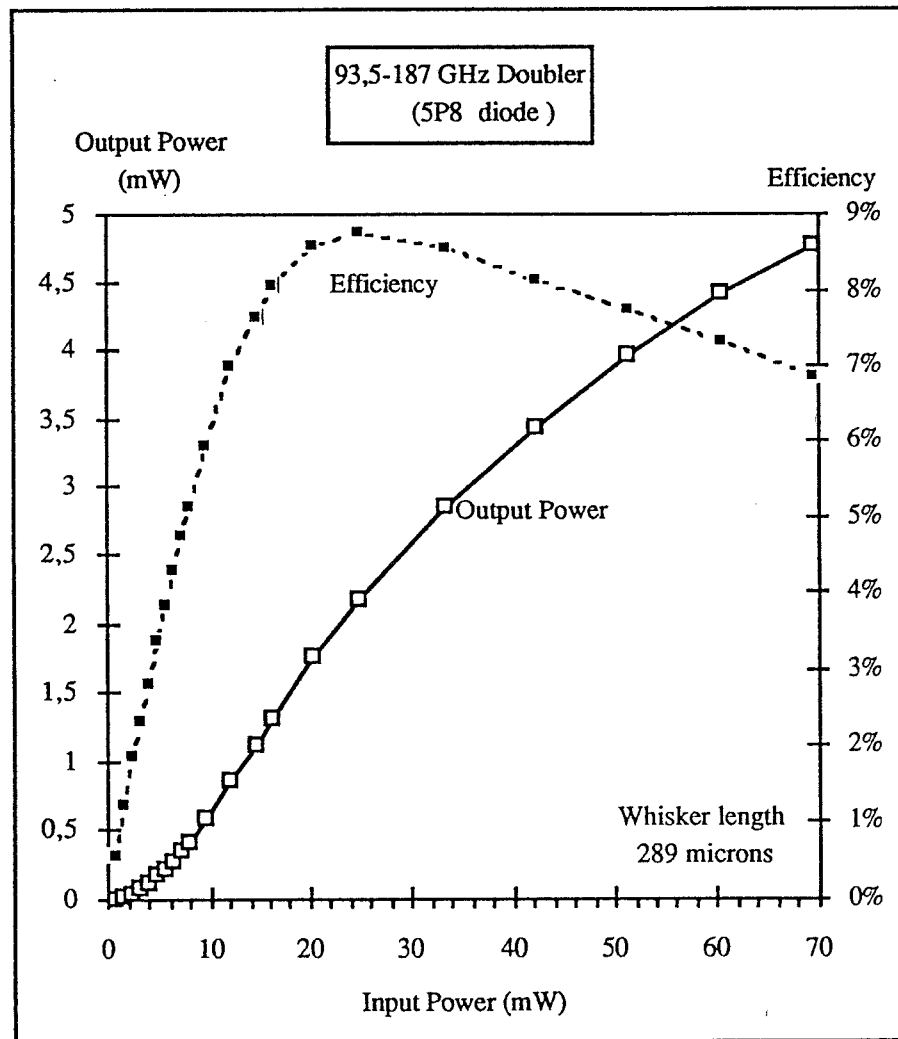


Figure 7

Concerning the second doubler, its input power (approximately the output power of the first doubler) is low and consequently its efficiency is relatively low. Indeed, we can see on

figure 7 that the efficiency of the first doubler is lower than 4 % at 187 GHz for an input power of about 5 mW.

Partly due to the much higher frequency, we can foresee that the second doubler will not produce so much power. Such a local oscillator cannot be used for a Schottky mixer. Nevertheless, some diodes whose the maximum efficiency is obtained for a 3-4 mW input power like bbBNN diodes could provide sufficient power to pump a Schottky mixer [23]. The best output power obtained at 374 GHz is approximatively 30 μ W with the bolometer horn put directly across from the second doubler horn, i.e. an efficiency lower than 1%. Two types of diodes have been tested, 2T8 and 2T9, they come from the University of Virginia and we can see on the following figure 8 that the 2T8 diode provides more power than the 2T9 diode. This is partly due to its smaller capacitance (4 fF versus 8 fF for the 2T9 diode).

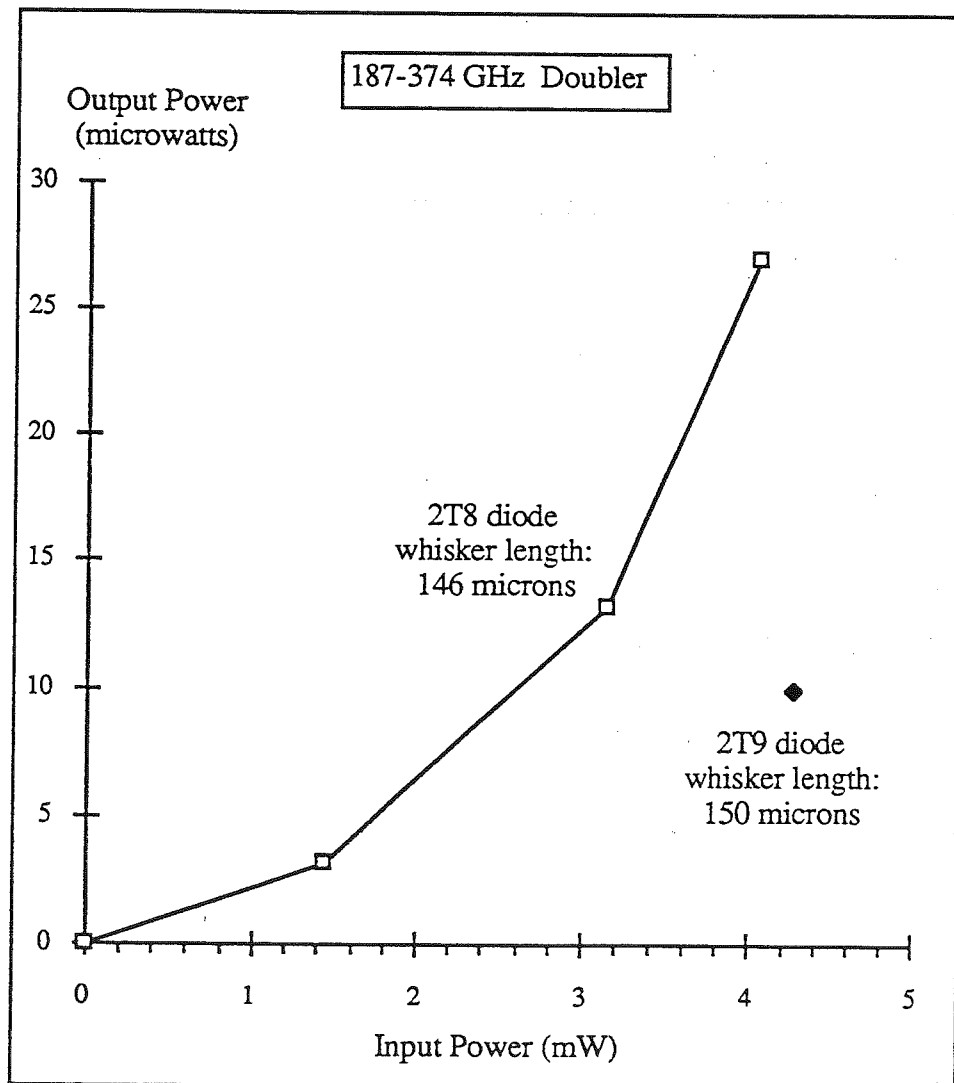


Figure 8

To prevent the second doubler diode from being destroyed by voltage spikes and due to the low input power, it has been short circuited in direct current instead of being reverse biased for an optimum efficiency, this diminishes the output power. Moreover, input and output backshorts of each doubler have been fixed or soldered which still damages performance. So the output power at 374 GHz is about 13 μ W. Other measurements have been made with a quasi-optical bench composed of two corrugated lenses which is approximatively the bench used for the measurements of the SIS mixer. The output power is then 10 μ W. This local oscillator signal is powerful enough, even to pump four SIS junctions in series.

VI - RESULTS

Different types of junctions have been tested with 2, 3 or 4 junctions in series coming from the same wafer. The best results obtained with each substrate are summarized in table I. The L.O. frequency is 374 GHz, the I.F. center frequency is 5.85 GHz. Measurements have been made with a 285 MHz I.F. bandwidth filter, we used the Y-factor method with 2 loads at 77 K and 295 K.

□ We can firstly point out the good match between calculated and measured values of the magnetic field suppressing the Josephson current I_J . The product $B(I_J = 0) \times D$ is reported on the following table II (for one flux quantum), where $B(I_J = 0)$ is the magnetic field suppressing the Josephson current and D the diameter of one junction. This product should be constant for junctions fabricated on the same wafer according to the previous formula of III-2-b: d is a parameter depending only on the oxidation time of aluminium in Al_2O_3 . We see that $B(I_J=0) \times D$ is nearly constant to within about 10 %, this comes from the uncertainty of the junction areas. We can also deduce the London penetration depth of our niobium films which is about 600 Å.

□ Nevertheless, the Josephson Current is not always completely suppressed with one flux quantum, because the areas of the junctions in series are slightly different. The Josephson current for each of the couple of junctions in series of one substrate is reported on figure 9.

The relative difference of the magnetic field suppressing the Josephson Current of each junction taken individually is about 5 to 10 %, that means a relative difference of area between the two junctions of 10 to 20 %. Such a difference is in good agreement with the accuracy of photolithography to define small junction areas. For this reason, the current densities and the ωR_{NC} products are not exactly the same for the different junctions of the table I. This corresponds to the uncertainty of the value of the junction area.

□ The measurements of the required L.O. power are deduced from a preliminary calibration of the L.O. output power as a function of the first doubler self-biased voltage. The required power depends on the square of the number of junctions in series; four junctions in series should require

about four times as much power as two junctions in series. We observed a 3.7 dB difference between expected and measured values which corresponds mainly to the R.F. mismatch at the 374 GHz frequency since we measured the incoming L.O. power. And we can see that the difference of the conversion losses for these junctions is 3 dB, this point confirms the first one.

Junction	E380-1-8-2	E380-1-6-5	E380-1-8-4	E380-1-4-1	E380-1-8-6
Diameter (μm)	1.1	1.5	1.1	1.9	1.1
Number of junctions in series	2	3	2	4	2
Effective surface (μm^2)	0.47	0.59	0.47	0.71	0.47
$R_N(\Omega)$	143	137	150	113	143
$\omega R_N C$ at 374 GHz	9.5	11.4	10	11.3	9.5
j_c (A/cm 2)	4600	3600	4600	4200	4400
L.O. power (μW)	?	?	?	7.5	0.8
Magnetic field applied (Gauss)	175	255 (2 flux quanta)	175	192 (2 flux quanta)	185
DSB receiver temperature (K)	1200	470	360	525	310
Mixer noise temperature T_M (K)	?	200	195	225	155
Conversion losses (dB)	?	11	9,1	11,8	8,8
Transmitted I.F. power	between 10 and 40 %	≈ 90 %	≈ 90 %	≈ 98 %	≈ 97 %
Contribution of amplifier to noise	> 70 %	57 %	46 %	57 %	50 %

table I

Junction	E380-1-8-2	E380-1-6-5	E380-1-8-4	E380-1-4-1	E380-1-8-6
$B(I_J = 0) \times D$ (Gauss $\times \mu\text{m}$)	193	191	193	182	203

table II

□ Relatively high conversion losses result in a contribution of 50 % for the HEMT amplifier in the receiver noise temperature. These conversion losses include intrinsic conversion losses increased by RF quasioptical injection, RF and I.F. mismatches, RF filter and I.F. matching circuit losses. Differences of receiver noise are mainly due to miscellaneous conversion losses. Indeed, some different effective areas of junction have been tested and the couple of tuners don't enable to completely tune out the junction capacitance because the $\omega R_N C$ product is high (>8). So the excess of conversion losses corresponds to a higher RF mismatch.

Some typical curves of different measured junctions are shown on figure 10.

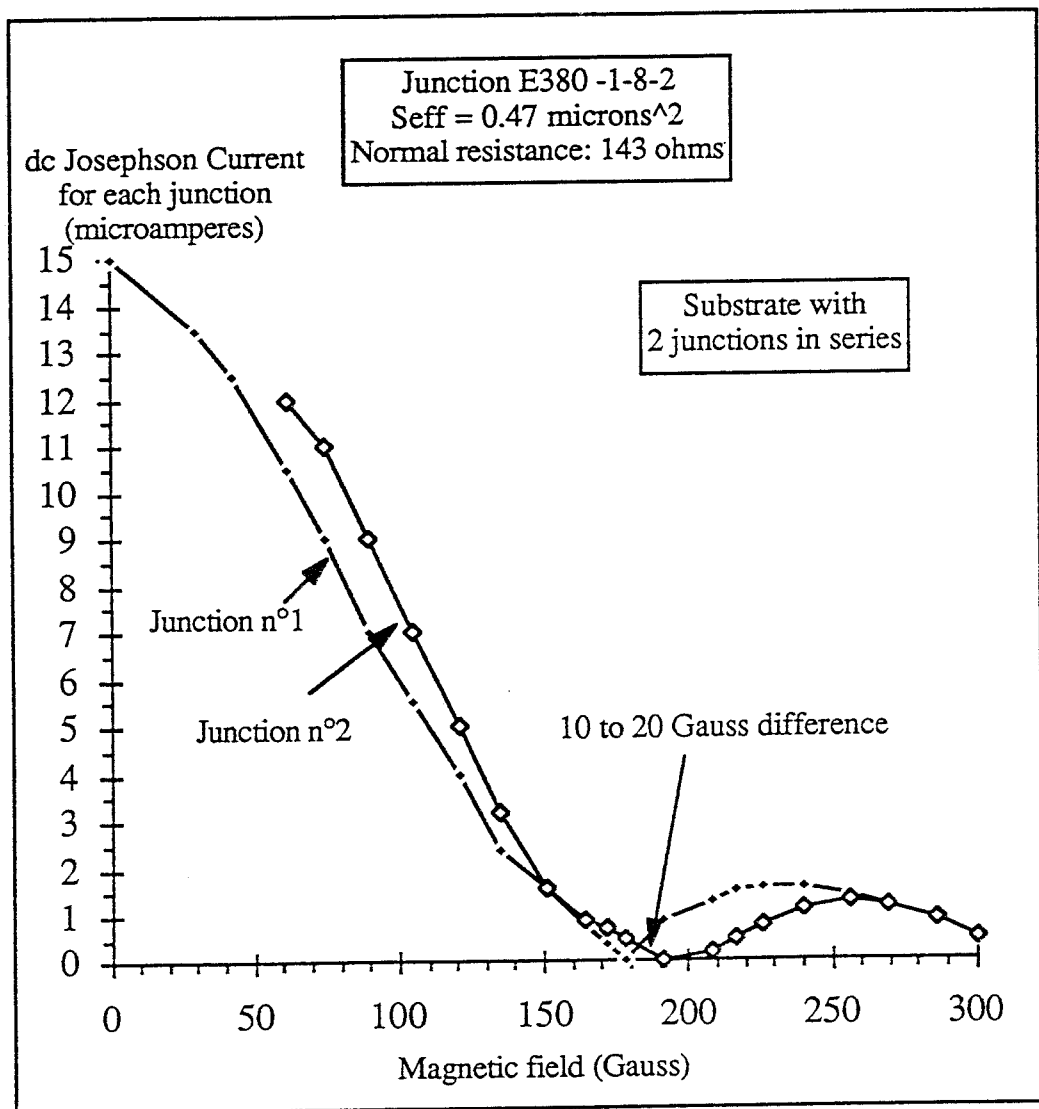


figure 9

Remark : Exact values of magnetic fields haven't been measured but calculated with current flowing through the coils. Error is around $\pm 5 \%$.

The three curves shown below are some experimental curves digitalized by our data acquisition system of different arrays of SIS junctions in series fabricated on the same wafer with nearly the same normal resistances (about $150\ \Omega$). For this reason, the current densities are of the same order of magnitude for each array.

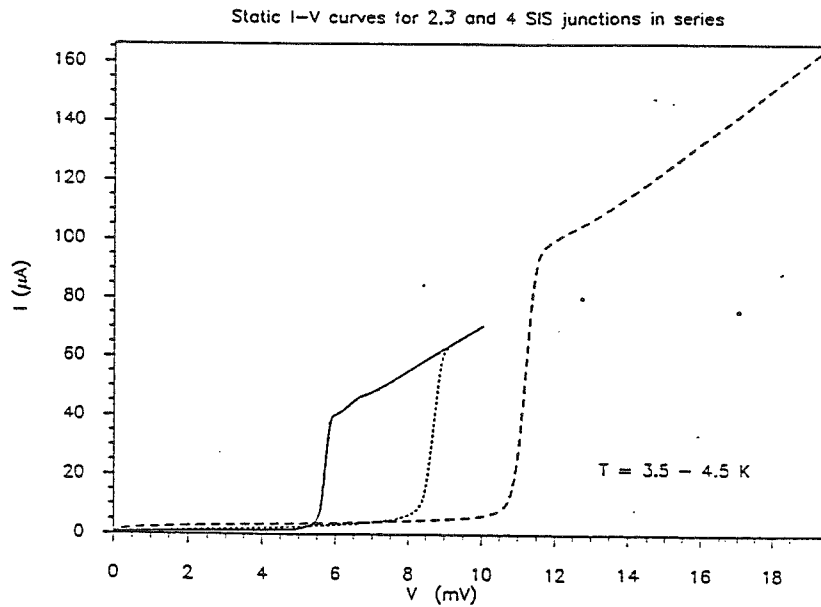


figure 10

We can see on figure 11 the dc characteristic of the junction E380-1-8-6 (a). Also shown on this figure is the I-V curve of the same junction pumped with the 374 GHz L.O.. The width of the photon assisted step is $2h\nu_{L.O}/e$ where h is the Planck constant, e is the electron charge and $\nu_{L.O}$ is the frequency of the local oscillator.

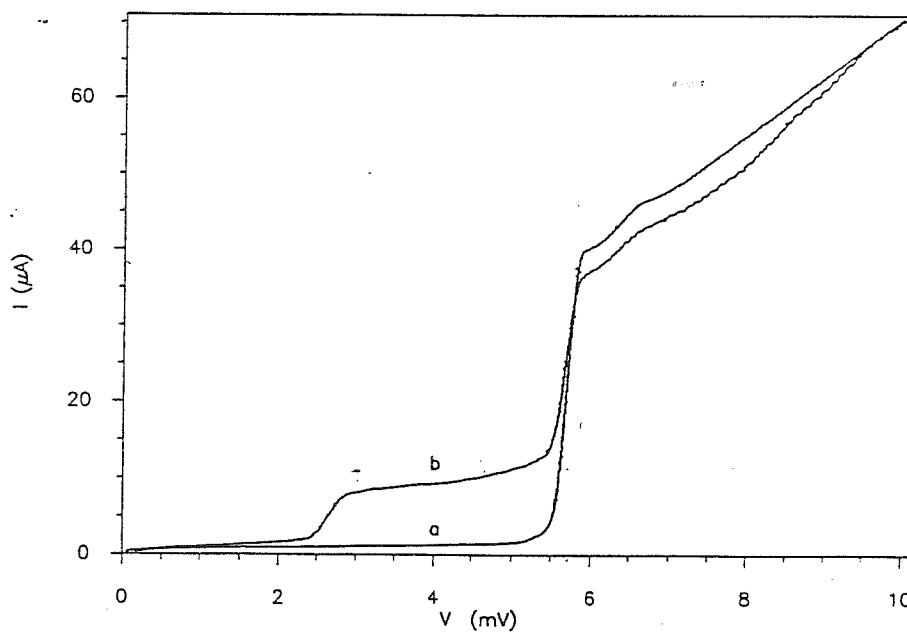


figure 11

The static impedance at the bias point (approximately 4 mV: the middle of the first photon step) is about 500Ω so the I.F. circuit has been designed to match this impedance, we assumed that it is close to the impedance at 5.85 GHz ($R_{I.F.}$). The normal resistance is 143Ω and the range of the quotient $R_{I.F.}/R_N$ has been found to be contained between 3 and 4.5, the value of $R_{I.F.}$ being adjusted by varying the L.O. power. We can see in table I that the I.F. match for the last four junctions is good which validates our assumption.

On the contrary the high receiver noise temperature measured for the first junction was due to a poor I.F. match, the I.F. impedance being unknown at that time.

Some I-V curves with and without suppression of the Josephson current are plotted on the following figure 12. We can observe 3 Shapiro steps due to the coupling of the L.O. power with the Josephson current, when it is not suppressed. The width of these steps is exactly one half of the quasiparticle step due to the L.O. power. These sharp steps partly explain the instabilities observed when the Josephson current is not completely suppressed.

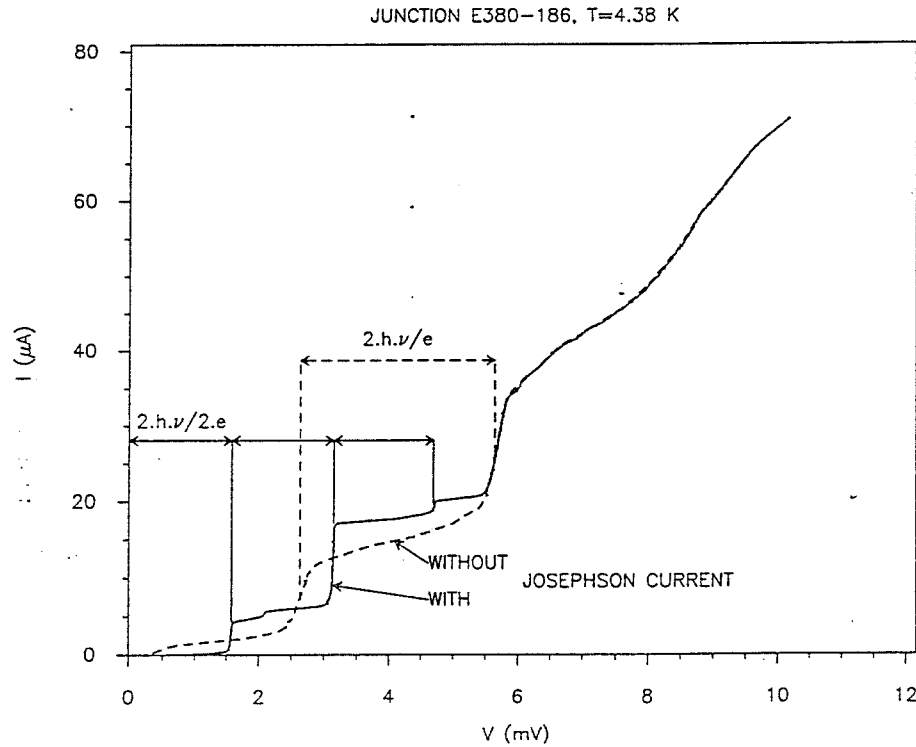


figure 12

Some dependences of different parameters are shown on the following figures. We can see on figure 13 the influence of the magnetic field to the noise receiver.

The noise temperature begins to increase for a magnetic field lower than 170 Gauss which corresponds to a residual Josephson Current of about $1 \mu A$ providing an additive Josephson noise coming with instabilities of the I.F. output power.

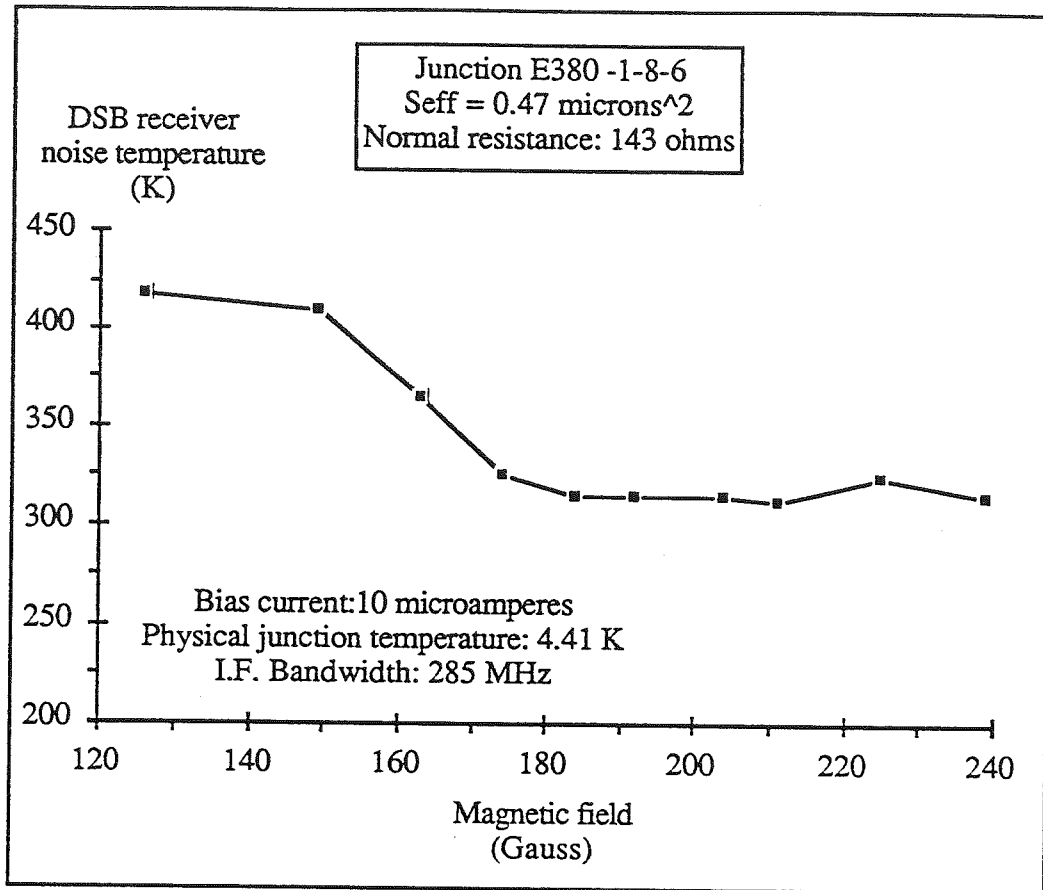


figure 13

The noise temperature is plotted as a function of bias current on figure 14. The receiver noise temperature remains lower than 330 K with a relative variation of bias current of 20 % which is adequate for our balloon-borne experiment where there is no remote control of the DC bias; all the other parameters remained unchanged.

At last, the L.O. frequency was varied from 345 to 385 GHz (see figure 15) the receiver noise temperature is higher at lower and higher frequencies than 374 GHz. This is partly due to the narrow RF bandwidth of the Potter horn. We can point out that the receiver temperature is below 380 K in the frequency range from 355 to 385 GHz.

Influence of temperature was only observed with the junction E380-1-6-5. With other junctions, the mixer noise temperature has not decreased by cooling more the junction; this is certainly due to a poor thermal contact with the silicon grease film.

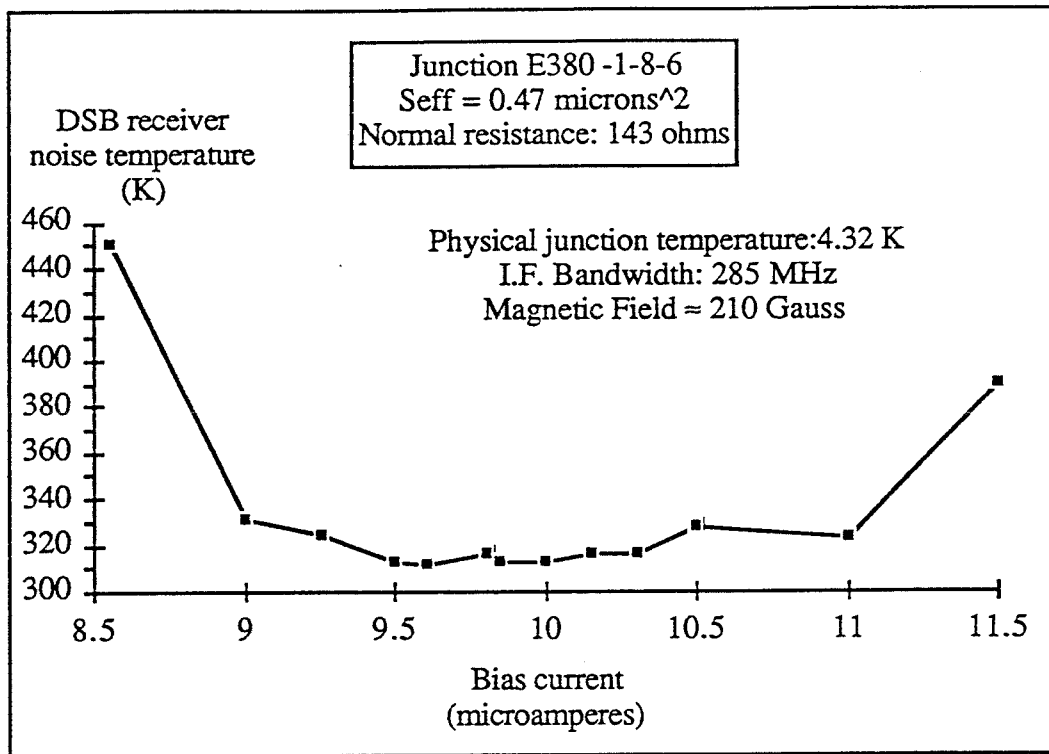


figure 14

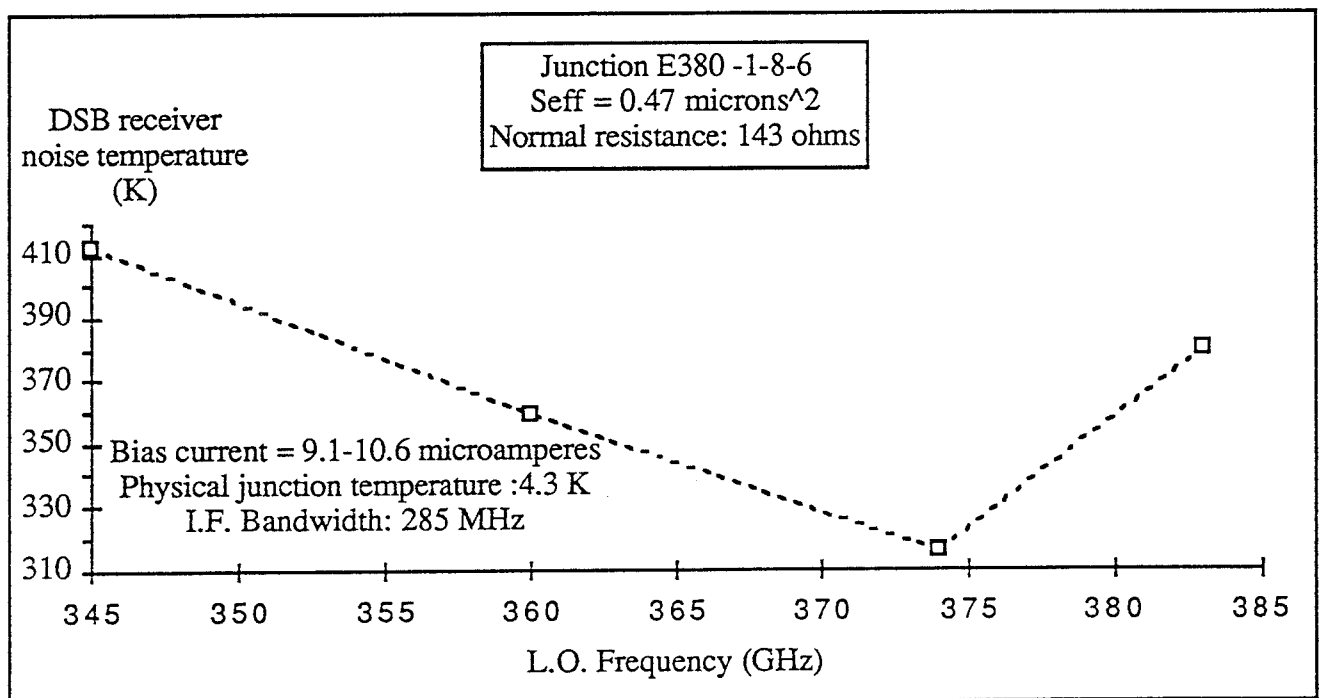


figure 15

V - CONCLUSION

Some Nb/Al-Al₂O₃/Al SIS junctions with small areas and sharp I-V curves have been successfully fabricated, dc measured and integrated in the mixer. The smallest area achievable with our process is about 0.9 μm^2 . Arrays of two junctions with this area have been made, the effective area is then around 0.45 μm^2 . They are very stable according to some repeated thermal cycles: more than 15 cycles have been completed between room temperature and 4 K temperature and no change has been detected. This reliability is essential for space applications.

The 380 GHz SIS mixer was designed with an integrated I.F. matching circuit and two integrated superconducting coils; it has been tested over a 40 GHz L.O. bandwidth. The best receiver noise temperature (310 K DSB) has been measured with an array of a couple of junctions in series having an effective surface of 0.47 μm^2 and a normal resistance of 143 Ω . The L.O. frequency was 374 GHz. The relatively high conversion losses (8.8 dB) reveal a R.F. mismatch. It could be decreased by using junctions with lower capacitances (i.e. areas) and lower normal resistances. Then the fabrication of SIS junctions with higher current densities is planned. The lowest mixer noise temperature is around 155 K and some new junctions with lower normal resistances should also reduce it. So we are optimistic for the following.

The 374 GHz L.O. source has been made with a fundamental InP Gunn Oscillator at 93.5 GHz followed by two GaAs varactor doublers in series. This subsystem provides enough power to drive the SIS mixer even with 4 junctions in series but a more powerful first multiplier will be necessary to produce more power at higher frequencies (above 500 GHz) for the future.

A 6 GHz low-noise H.E.M.T. amplifier has been specifically designed for cryogenic applications, it meets fully the specifications and will be used in connexion with the SIS mixer. The contribution of the amplifier to the system noise is about 50 % due to the high conversion losses. We hope that the new junctions will decrease this contribution.

Acknowledgments : We would like to thank Gilles Ruffié for his valuable aid and support, André Deschamps for the data acquisition system and Olivier Perrin for the design of the doubler blocks. We are especially grateful to Serge Lebourg and Jean Morin for their help on the mechanical realizations for the measurement bench. We also wish to thank Véronique Serpette (Observatoire de Paris) for the numerous photolithographies of the I.F. matching circuits. In addition we thank Marc David for his assistance and support on cryogeny. Thanks also to Albert Brel, Annick Gassais and Françoise Gadéa for their technical help. We would also like to thank Matthew Carter and Jacques Blondel of IRAM (Institut de Radioastronomie Millimétrique) for useful discussions.

Finally we are greatly indebted to William R. McGrath for his careful reading and numerous comments on this article.

This work is supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and the C.N.R.S. (URA 336)

REFERENCES

- [1] J.R. Tucker: "Quantum limited detection in tunnel junction mixers", IEEE J. Quantum Electron, vol QE 15, pp 1234-1258, Nov. 1979
- [2] S.K. Pan, A.R. Kerr, M.J. Feldman, A.W. Kleinsasser, J.W. Stasiak, R.L. Sandstrom and W.J. Gallagher: "A 85-116 GHz SIS receiver using inductively shunted edge junctions", IEEE Trans. MTT, Vol. 37, N° 3, March 1989
- [3] A.R. Kerr, S.K. Pan: "Some recent developments in the design of SIS mixers", Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 11, N° 10, 1990
- [4] R. Blundell, M. Carter and K.H. Gundlach: "A low-noise SIS receiver covering the frequency range 215-250 GHz", Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol 9, N° 4, 1988
- [5] B.N. Ellison and R.E. Miller: "A low-noise 230 GHz SIS receiver", Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 8, pp 609-625, June 1987
- [6] H.H.S. Javadi, W.R. McGrath, S.R. Cypher, B. Bumble, B.D. Hunt and H.G. Leduc: "Performance of SIS mixers at 205 GHz employing submicron Nb and NbN tunnel junctions", Digest of the 15th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, December 1990
- [7] D. Winkler, W.G. Ugras, A.H. Worsham and D.E. Prober, N.R. Erickson and P.F. Goldsmith: "A full-band waveguide SIS receiver with integrated tuning", IEEE Trans. on Magnetics, vol. 27, n° 2, March 1991
- [8] J.W. Kooi, M. Chan, T.G. Phillips, B. Bumble and H. G. Leduc: "A low-noise 230 GHz heterodyne receiver employing $0.25 \mu\text{m}^2$ Area Nb/AlOx/Nb tunnel junctions", 2nd International Symposium on Space Terahertz Technology, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, Feb. 1991
- [9] B.N. Ellison, P.L. Schaffer, W. Schaal, D. Vail, R.E. Miller: "A 345 GHz SIS receiver for radio astronomy", Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 10, N° 8, 1989
- [10] C.E. Honingh, M.M.T.M. Dierichs, H.H.A. Schaeffer, T.M. Klapwijk and Th. de Graauw: "A 345 GHz waveguide mixer with two mechanical tuners using an array of four Nb-Al-Al₂O₃-Nb SIS junctions", 2nd International Symposium on Space Terahertz Technology, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, Feb. 1991
- [11] M. Wengler, D.P. Woody, R.E. Miller, T.G. Phillips: "A low noise receiver for millimeter and submillimeter wavelengths", Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 6, pp 697-706, 1985
- [12] T.H. Buttgenbach, R.E. Miller, M.G. Wengler, D.M. Watson, T.G. Phillips: "A broad-band low-noise SIS receiver for submillimeter astronomy", IEEE Trans. MTT, Vol. MTT 36, pp 1720-1726, Dec. 1985
- [13] X. Li, P.L. Richards, F.L. Lloyd, "SIS quasiparticle mixers with bow-tie antennas", Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 9, pp 101-103, 1988
- [14] J. Zmuidzinas, H.G. Leduc, "Quasi-optical slot antenna SIS mixers", to be published in IEEE Trans. MTT, 1992 and 2nd International Symposium on Space Terahertz Technology, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, Feb. 1991
- [15] P.F. Goldsmith, "Quasi-optical techniques at millimeter and submillimeter wavelengths", Infrared and Millimeter Waves vol 6: System and components, K.J. Button (editor), Academic Press, New York, p 277-343, 1982.

- [16] C.Robert, M.Gheudin: " A 6 GHz HEMT low-noise cooled amplifier for a radioastronomical submillimeter heterodyne receiver ", 15th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Conference digest, pp. 127-128, Orlando, dec. 1990.
- [17] P.Feautrier, J.Blondel, M.Hanus, J.Y.Chenu, P.Encrenaz, M.Carter : "Low noise 80-115 GHz quasiparticle mixer with small Nb/Al-Oxyde/Nb tunnel junctions", Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 11, No. 2, 1990 .
- [18] H.M. Pickett, J.C. Hardy and J. Farhoomand: "Characterization of a Dual-Mode Horn for Submillimeter Wavelengths", IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-32, N°8, August 1984
- [19] Mixer block constructed by Radiometer Physics, Meckenheim, Germany
- [20] Touchtone CAD Software, Eesof
- [21] J.C.Maréchal, J.C.Pernot, P.J.Encrenaz: "A 2K closed cycle cryogenerator", Conf. URSI, Granada, Sept. 1984.
- [22] O.Perrin, C.Robert, P.Feautrier, P.Febvre, G.Beaudin, P.Encrenaz, M.Gheudin, J.Lacroix, G.Montignac : "380 GHz receiver front-end for the balloon-borne radioastronomical experiment PRONAOS", 2nd. International Symposium on Space Terahertz Technology, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, feb. 1991 .
- [23] T.J.Tolmunen, M.A. Frerking: "Theoretical performances of novel multipliers at millimeter and submillimeter wavelengths", Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 12, No. 10, 1991.

Conclusion

Conclusion

Une technologie de fabrication de jonctions en Nb/Al-AlOx/Nb a été entièrement développée dans notre laboratoire. Ainsi, des jonctions de petite surface (de l'ordre de $0,9 \mu\text{m}^2$), d'excellente qualité, avec des densités de courant très élevées (de l'ordre de $1,5 \cdot 10^4 \text{A/cm}^2$) ont été obtenues. De plus, elles sont extrêmement stables vis à vis des cycles thermiques entre la température ambiante et la température de l'hélium liquide (4,2 K). Ce critère est essentiel pour fiabiliser au maximum le récepteur et le rendre compatible avec les exigences spatiales.

Pour parvenir à ces résultats, différentes études ont été entreprises. L'étude de la barrière AlOx est primordiale pour interpréter correctement l'allure de la caractéristique I-V d'une jonction. Deux procédés expérimentaux nous permettent de vérifier la qualité de cette barrière :

- la spectroscopie par anodisation est un procédé expérimental simple et très puissant qui permet de mettre en évidence l'homogénéité de la couche d'Aluminium déposée. En effet, la courbe d'anodisation obtenue dans le cas d'une barrière homogène présente des fronts très marqués.
- la gravure RIE est également précieuse, car la vitesse de gravure est directement corrélée avec la qualité de la couche d'Aluminium.

D'autres études ont permis d'optimiser chaque étape de notre procédé :

- l'étude des contraintes par interférométrie a permis d'ajuster la pression d'argon pendant la pulvérisation de manière à obtenir un film de Niobium sans tension.
- la mise au point des conditions de gravure des couches de Niobium.
- le choix des résines photosensibles à haute résolution et la mise au point des paramètres de la photolithographie pour notre type d'aligneur de masques .
- la passivation des jonctions par un plasma d'oxygène.

Cette technologie, à l'époque nouvelle en France, a tout d'abord été utilisée pour fabriquer des jonctions à des fréquences plus basses que celle du récepteur PRONAOS-SMH. Ce fut l'objet de notre

collaboration avec l'IRAM pour tester des jonctions à 100 GHz. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec une jonction de surface $2\mu\text{m}^2$ et de résistance normale $66\ \Omega$: la température de bruit en résultant est comprise entre 50 et 60 K (DSB) environ pour le récepteur sur la bande 80-118 GHz.

Puis, en adaptant ce procédé de fabrication avec les différentes études mentionnées ci-dessus, nous avons réalisé des jonctions compatibles avec le récepteur 380 GHz de PRONOS-SMH. Pour celui-ci, une conception très classique en guide d'onde avec deux court-circuits mobiles a été retenue. Les meilleures performances obtenues à ce jour sont de 310 K DSB pour le récepteur dans son ensemble. Pour cela, nous avons intégré un réseau de 2 jonctions en série de surface équivalente $0,47\ \mu\text{m}^2$ et de résistance normale $143\ \Omega$. Des jonctions de même dimension mais de plus faible résistance normale donneraient de meilleures performances par suite d'un bruit mélangeur plus faible et d'une meilleure adaptation RF entraînant une diminution des pertes en conversion.

Cette thèse a débouché sur une technologie suffisamment fiable et performante, retenue par le CNES en Février 1992 comme solution nominale pour le récepteur embarqué sur PRONOS-SMH.

Pour mieux situer nos résultats face aux groupes concurrents, un tableau récapitulatif se trouve en page suivante. Sauf exception, seuls les résultats publiés, ou en passe de l'être, sont pris en compte. Ce tableau n'est bien sûr pas exhaustif. Nous avons essentiellement retenu les récepteurs submillimétriques existants dans le monde en précisant, lorsque cela était possible, les différents paramètres de la jonction utilisée dans le récepteur (la surface indiquée est la surface d'une jonction et non pas la surface effective du réseau, s'il y en a un. Ceci permet de se faire une idée des surfaces minimales réalisées de manière courante dans chaque laboratoire).

Sur ce tableau ne figurent que les températures de bruit du récepteur et non pas celles du mélangeur. Ces résultats sont à comparer avec précautions, car certains retirent diverses contributions extérieures au mélangeur (ou prennent une température de l'azote liquide de 80K...) faussant ainsi les éléments de comparaison. Les caractéristiques de l'amplificateur FI sont également portées dans ce tableau, car elles influent beaucoup sur la température totale du récepteur.

Laboratoire	Type de mélangeur	Type de jonction utilisé sur récepteur	Fréq. OL (GHz)	T _r DSB (K)	T _R (K)	Fréq. FI (GHz)	Références et remarques
Université de Groningen	Guide d'onde	0,8 μm^2 Nb 12 kA/cm ² gap : 2,7 mV	410 - 495	160 K à 445 GHz	4,8	1,4	[1] Tr < 200K entre 410-495 GHz
IRAM	Guide d'onde	2 μm^2 Nb gap : 2,75 mV	320 - 380	170 K à 345 GHz			[2] [3]
MPI/IRAM	QO	2 μm^2 Nb gap : 2,75 mV 3,4 kA/cm ²	330-360	116 K à 345 GHz		1,4	[4] Tr = 173K sur antenne
Cal. Tech. JPL	QO	2,3 μm^2 Nb gap : 2,8mV 10 kA/cm ²	490	420		1,5	[5]
Cal. Tech. Bell Lab	guide d'onde	Pb Au In/Ox/Pb Au 0,75 μm^2	345	150		1,5	[6]
Cal. Tech. JPL	QO	1,25 $\mu\text{m} \times 1,25 \mu\text{m}$ Nb	318 395 426 492	200 230 220 500			[7] Performances mesurées avec le même récepteur
DEMIRM	guide d'onde	0,9 μm^2 Nb 10 kA/cm ² gap : 2,85 mV	374	310	18	6	[8] , [9] Bande passante : 280 MHz
IREERAS Moscou	guide d'onde + QO	2,5 μm^2 Nb	100 250 350 500	20 60 150 420			[10] Polarisation de 10 jonctions en parallèle
Université de Virginie NRAO	guide d'onde	0,35 μm^2 Nb 5,1 kA/cm ²	205 - 240	44 K à 230 GHz			[11]
Univ. Arizona Cal. Tech JPL	guide d'onde	0,25 μm^2 Nb 10 kA/cm ²	492	171	6,8	1,5	[12]
JPL	guide d'onde	0,5 μm^2 Nb 0,3 μm^2 NbN	626 626	2000 11000			[13] Températures de bruit mélangeur

QO : Quasi Optique
(Mélangeur à structure ouverte)

Tableau comparatif des récepteurs submillimétriques et des jonctions SIS utilisées dans ceux-ci.

De ce tableau, nous pouvons dégager les conclusions suivantes :

- une grande majorité des récepteurs utilise la technologie des jonctions en Niobium qui semble être aujourd'hui la plus performante et la plus fiable. Les résultats obtenus avec le Nitrure de Niobium sont, à l'heure actuelle, décevants, mais ils n'ont pas encore bénéficié d'études très poussées.
- les jonctions que nous réalisons sont tout à fait compétitives, aussi bien en surface qu'en densité de courant et en gap. Dans ce tableau, les jonctions de très petites surfaces (inférieures à $0,5 \mu\text{m}^2$) sont obtenues par masquage électronique (exemple : JPL et plus récemment l'Université de Groningen) . Les jonctions insolées par procédé optique sont limitées à $0,8 \mu\text{m}^2$ environ (Université de Groningen). Ce résultat est très proche de ce que nous obtenons à l'heure actuelle ($0,9 \mu\text{m}^2$).
- par contre, notre récepteur n'est pas encore optimisé au mieux. Ceci s'explique par les deux raisons suivantes :
 - 1) Les jonctions testées ont une résistance normale trop grande. Il en résulte un bruit mélangeur et des pertes en conversion trop importants.
 - 2) L'amplificateur refroidi a une fréquence FI de 6 GHz avec une température de bruit élevée (18K) par rapport aux meilleurs amplificateurs à 1,5 GHz.

Il est relativement aisé d'agir sur le premier point. Par contre, l'amplificateur FI sera toujours plus bruyant que ceux des groupes concurrents à cause d'une FI élevée imposée par le récepteur PRONAOS. Des jonctions encore mieux adaptées (surface plus faible et densité de courant plus grande) seront réalisées dans un avenir proche. Des éléments d'accord intégrés au niveau de la jonction sont également prévus dans une deuxième phase.

Dans l'avenir, nous nous proposons de poursuivre cette montée en fréquence. Une collaboration avec JPL (W.R. Mc.Grath et P.Febvre) est lancée pour réaliser des jonctions pour le récepteur à 547 GHz qui volera sur le KAO. Une comparaison des résultats obtenus avec les technologies de jonctions des deux groupes est prévue pour l'année qui suit. Les jonctions seront réalisées sur un substrat d'épaisseur 50 microns et de largeur 130 microns. Cette étude nous sera très utile pour préparer le deuxième vol de PRONAOS-SMH qui utilisera une fréquence proche (557

GHz). Une collaboration avec R.Blundell (Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge) est également envisagée.

Bibliographie

- [1] G. De Lange, *et al.*, "A low noise 410-495 heterodyne two tuner mixer, using submicron Nb/Al₂O₃/Nb tunnel junctions", Third International Symposium on Space Terahertz Technology, March 24-26, 1992, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan.
- [2] A.Karpov, *et al.*, "SIS Receiver Models and Experiments in the Frequency Ranges 190-270 GHz and 320-380 GHz", Third International Symposium on Space Terahertz Technology, March 24-26, 1992, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan.
- [3] T.Lehnert *et al.*, "Nb-Al Oxide-Nb junctions for 3 mm SIS receivers", Supercond. Sci. Technol. 4 (1991) 419-422.
- [4] H.Rothermel, *et al.*, "A 345 GHz Open Structure SIS Receiver at the IRAM 30-M Telescope", Int. Conf. on Millimeter-Wave and Far-IR Technology, Beijing 17-21 Aug. 92.
- [5] J.Zmuidzinas, H.G.LeDuc, "Quasi-optical slot antenna SIS mixers", to be published in the IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1992.
- [6] B.N.Ellison, *et al.*, "A 345 GHz receiver for radio astronomy", Int. J. Infrared and Millimeter Waves, Vol. 10, No. 8, 1989.
- [7] T.H.Büttgenbach, *et al.*, "A Fixed Broadband Matching Structure for Submillimeter SIS Receivers", Third International Symposium on Space Terahertz Technology, March 24-26, 1992, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan.
- [8] P.Febvre, *et al.*, "A 380 GHz SIS Receiver using Nb/AlO_x/Nb Junctions for a RadioAstronomical Balloon-borne Experiment : PRONAOS", Third International Symposium on Space Terahertz Technology, March 24-26, 1992, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan.
- [9] P.Feautrier, *et al.*, "Nb/Al-AlO_x/Nb junctions for a 380 GHz receiver", submitted to Supercond. Sci. Technol., May 1992.
- [10] A.N.Vystavkin, *et al.*, "Superconducting millimeter waves receivers with SIS mixers", Review paper submitted to 22th European Microwave Conference.
- [11] A.W.Lichtenberg, *et al.*, "Nb based mixer elements for millimeter and submillimeter wavelengths", University of Virginia.

- [12] C.Walker, *et al.*, "A Low Noise 492 GHz SIS Waveguide Receiver", Third International Symposium on Space Terahertz Technology, March 24-26, 1992, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan.
- [13] G.Beaudin, Compte rendu de visite des laboratoires JPL et Caltech, Août 1991, Rapport Interne DEMIRM.

NB : Certaines références de la conférence intitulée "Third International Symposium on Space Terahertz Technology, March 24-26" ont été établies grâce aux résumés fournis en début de session. La version définitive des articles n'est pas encore parue et certaines références risquent d'être modifiées.

